

Oszillatoren aus schwach gekoppelten Halbleiterübergittern für den MHz- und GHz-Bereich:

Domänenendynamik und Stromoszillationen

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Herr Dipl.-Phys. Marco Rogozia
geboren am 14.09.1973 in Bernau

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:

Prof. Dr. Jürgen Mlynek

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:

Prof. Dr. Bernhard Ronacher

Gutachter:

1. Prof. Dr. K. H. Ploog
2. Prof. Dr. W. T. Masselink
3. Prof. Dr. M. Helm

eingereicht am: 12. Dezember 2001

Tag der mündlichen Prüfung: 26. März 2002

In liebevoller Erinnerung an meinen Vater

KURZFASSUNG

In schwach gekoppelten Halbleiterübergittern können die Elektronen resonant von dem untersten Subband eines Quantentopfes in verschiedene höhere Subbänder des benachbarten Topfes durch die Potenzialbarriere tunneln. Es gibt zwischen den Resonanzen Feldstärkebereiche, bei denen die Driftgeschwindigkeit der Elektronen mit zunehmender Feldstärke abnimmt (negative differenzielle Leitfähigkeit). Bei undotierten Übergittern ist die Feldstärke homogen verteilt. In stark dotierten Übergittern kann sich dagegen eine Ladungsakkumulationsschicht im Übergitter ausbilden, die es in zwei Felddomänen mit verschiedenen Feldstärken teilt. In beiden Domänen tunneln die Ladungsträger nahezu resonant, aber in verschiedene Subbänder. Nach dem resonanten Tunneln in ein höheres Subband, relaxieren die Ladungsträger in den Grundzustand. In den Spannungsbereichen, in denen sich eine Akkumulationsschicht im Übergitter befindet, ändert sich der Strom nur wenig. In der Strom-Spannungs-Kennlinie bildet sich ein so genanntes Plateau heraus. Erhöht man die Spannung, so springt die Akkumulationsschicht in den jeweils benachbarten Topf. Dabei vergrößert sich die Hochfelddomäne um jeweils eine Übergitterperiode und der Strom springt auf einen kleineren Wert.

Zunächst wird der Einfluss von DX-Zentren in den Kontaktschichten beschrieben, welche die Eigenschaften der Proben bei tiefen Temperaturen stark beeinträchtigen können. Durch Anlegen einer hohen Spannung oder Beleuchtung können sie aber in einen normal leitenden Zustand überführt werden.

Aus der detaillierten Untersuchung des Stromverhaltens bei schnellen Spannungsänderungen konnten wichtige Erkenntnisse über die Dynamik der Akkumulationsschicht gewonnen werden, die zum besseren Verständnis von selbstgenerierten Stromoszillationen beitragen. Die beobachteten Stromoszillationen liegen in einem Frequenzbereich von einigen hundert kHz bis zu einigen GHz. Aber auch innerhalb einer Probe wurden in den verschiedenen Plateaus Frequenzen beobachtet, die sich um bis zu zwei Größenordnungen unterscheiden. Es werden zwei Oszillationsmoden ausführlich beschrieben und gezeigt, wie man sie unterscheiden kann. Die erste Mode tritt bei Proben mit einer gut leitenden Kontaktschicht und moderater Dotierung auf, bei denen die Feldverteilung im Übergitter instabil ist. Die zweite Mode kann dagegen auch bei stark dotierten Übergittern auftreten. Die Voraussetzung ist, dass die Emitterkontaktschicht einen genügend großen spezifischen Widerstand besitzt.

Mit dem dargestellten *Escape-Time*-Modell kann man aus den Übergitterparametern die Oszillationsfrequenzen und die zu erwartenden Stromdichten in den verschiedenen Plateaus abschätzen. Weiterhin wird gezeigt, wie sich die äußere Beschaltung auf die Eigenschaften auswirkt. Durch den Einbau des Übergitters in einen Resonator können diskrete Frequenzen mit einem konstanten Frequenzabstand erzeugt werden.

Durch die Verbesserung der Probeneigenschaften oszilliert der Strom in den Übergittern auch bei Raumtemperatur. Die Frequenz ist mit Hilfe der angelegten Spannung innerhalb eines Plateaus kontinuierlich um bis zu einem Faktor vier durchstimmbar. Der Wirkungsgrad beträgt bei einigen GHz mehr als 1%, was mit handelsüblichen Oszillatoren vergleichbar ist. Es wird die Verwendung von Oszillatoren, basierend auf schwach gekoppelten Halbleiterübergittern, als Bauelement für die Nachrichtenübermittlung vorgeschlagen.

ABSTRACT

In weakly coupled semiconductor superlattices, the electrons can resonantly tunnel from the first subband of a quantum well into a higher subband of the adjacent well. For some field strengths between the resonances, the drift velocity of the electrons decreases with increasing field (negative differential conductivity). For weakly doped superlattices, the electric field strength is homogeneously distributed over the whole superlattice. In highly doped superlattices, a charge accumulation layer can be formed, which divides the superlattice in two field domains of different field strengths. In both domains, the electrons tunnel nearly resonantly, but into different subbands. After tunneling into a higher subband, the electrons relax into the ground state. In the voltage ranges, where an accumulation layer is present inside the superlattice, the current remains almost constant. A so-called plateau appears in the current-voltage characteristic. When the voltage is increased, the accumulation layer jumps to the respective adjacent well. As a result, the spatial extent of the high-field domain increases, and the current jumps to a lower value.

First of all, the influences of DX-centers in the contact layers are described, which can significantly alter the properties of the samples at low temperatures. By applying a larger voltage or by illumination, the contact resistance can be recovered to a common value.

From detailed investigations of the current transients after fast voltage switches, one can obtain important insights into the dynamics of the accumulation layer, which is important for the understanding of self-sustained current oscillations. The frequencies of the resulting current oscillations of the investigated samples are in the range between several hundred kHz and a few GHz. Even within a single sample, a frequency variation over up to two orders of magnitude has been observed for different plateaus. Two possible oscillation modes and their identification from the oscillation characteristics are described. The first mode is observed in samples with contacts with a small resistance and moderately doped superlattices with an unstable field distribution. The second mode appears, if the resistance of the emitter contact layer is sufficiently large and a depletion layer can be injected.

A semiclassical model is introduced for the estimation of the oscillation frequencies and the current density in the different plateaus from the superlattice parameters. Finally, the influence of the electrical circuit on the properties of the oscillations will be shown. If the superlattice is put into a resonator, discrete frequencies with constant distances are observed.

Due to the improvement of the sample parameters, the samples also oscillate at room temperature and above. The frequency within a plateau is continuously tunable by a factor of two to four. The efficiency of the superlattice oscillator is larger than 1% at a few GHz, which is comparable with commercially available tunable high-frequency oscillators. An application as a tunable oscillator device for wireless and optical communication is proposed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
2	Grundlagen	15
2.1	Halbleiterbandstruktur	15
2.1.1	Volumenmaterial	15
2.1.2	Heteroübergänge	15
2.2	Übergitterbandstruktur, Mini- und Subbänder	16
2.3	Vertikaler Transport	18
2.3.1	Starke Kopplung - Minibandtransport	18
2.3.2	Schwache Kopplung - Sequenzielles Tunneln	20
2.4	Felddomänen	21
2.5	Höhere Plateaus	24
2.6	Selbstgenerierte Stromoszillationen	27
3	Experimentelle Methoden	29
3.1	Probenherstellung	29
3.1.1	Wachstum	29
3.1.2	Prozessierung	30
3.2	Messmethoden	31
3.2.1	Probenhalter und Hochfrequenz-Kryostat	31
3.2.2	Spannungsversorgung	32
3.2.3	Messgeräte	33
3.2.4	Schaltungsvarianten	33
3.2.5	Laufzeitreflektometer	34
4	Einfluss von DX-Zentren	37

4.1	Experimentelle Ergebnisse	37
4.1.1	Temperaturabhängigkeit der Kennlinie	38
4.1.2	Elektrische Aktivierung bei tiefen Temperaturen	39
4.1.3	Optische Aktivierung bei tiefen Temperaturen	40
4.1.4	Proben mit GaAs-Kontaktschichten	42
4.2	DX-Zentren als Ursache der Effekte	43
4.2.1	DX-Zentren in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	43
4.2.2	Temperaturabhängigkeit des Stromes	45
4.2.3	Elektrische Aktivierung des Stromes bei tiefen Temperaturen	46
4.2.4	Optische Aktivierung des Stromes bei tiefen Temperaturen	46
4.3	Verringerung der DX-Effekte	47
5	Dynamisches Verhalten der Domänengrenze	49
5.1	Bewegung der Domänengrenze	49
5.1.1	Sprünge zu kleineren Spannungen: Monopolbewegung	50
5.1.2	Sprünge zu größeren Spannungen: Monopolb. und Dipolgeneration	53
5.1.3	Schnelle Spannungssweeps	57
5.2	Statistik der Domänengrenzenverschiebung	59
5.2.1	Zeitliches Verhalten des Stroms	60
5.2.2	Statistik der Antwortzeit	61
5.2.3	Theoretische Beschreibung	62
5.2.4	Existenz von instabilen Zuständen	64
5.3	Zusammenfassung	66
6	Stromoszillationen	67
6.1	Monopol-Oszillationen	67
6.1.1	Feldstärkeinstabilität bei moderater Dotierung	67
6.1.2	Theoretische Beschreibung	68
6.1.3	Monopol-Oszillationen in verschiedenen Plateaus	72
6.1.4	Abhängigkeit von der Anzahl der Übergitterperioden	73
6.1.5	Zusammenfassung	74
6.2	Tripol-Oszillationen	75
6.2.1	Theoretische Beschreibung	75
6.2.2	Änderung der Kennlinie bei Temperaturerhöhung	77

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	9
6.2.3 Tripol-Oszillationen im ersten Plateau bei 100 K	78
6.2.4 Oszillationen in verschiedenen Plateaus bei 5 K	79
6.2.5 Zusammenfassung	82
6.3 Escape-Time-Modell	82
6.3.1 Das Modell	83
6.3.2 Vergleich des Modells mit gemessenen Frequenzen	85
6.3.3 Vergleich von schwach mit stark gekoppelten Übergittern	87
6.3.4 Transit-Time-Frequenz	88
6.4 Äußere Beschaltung und Wirkungsgrad	89
6.4.1 Zwei unterschiedliche Beschaltungsarten – Reihenwiderstand	90
6.4.2 Wirkungsgrad	91
6.5 Das Übergitter im Resonator	91
6.5.1 Probe auf separatem Probenhalter	91
6.5.2 Probe im Kryostat	93
6.5.3 Abschluss des Kabels	94
7 Zusammenfassung und Ausblick	97
Literaturverzeichnis	101
Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen	107
A Untersuchte Proben	111
Danksagung	113
Veröffentlichungsliste	115
Lebenslauf	117
Selbständigkeitserklärung	119

Kapitel 1

Einleitung

Das physikalische Weltbild wurde durch die Entwicklung der Quantenmechanik in den 20er Jahren des vergangenen Jahrhunderts entscheidend verändert. Die Grundlage für die Quantentheorie ist der Welle-Teilchen-Dualismus, d. h., Wellen besitzen Teilcheneigenschaften und umgekehrt. F. Bloch wandte diese Theorie an, um die Bewegung von Elektronen in einem periodischen Kristallgitter zu beschreiben [1]. C. Zener sagte bereits 1934 Oszillationen eines Bandelektrons in einem elektrischen Feld (so genannte Blochoszillationen) voraus [2]. Ein wichtiges Ergebnis der Quantenmechanik ist der Tunneleffekt, zu dem es kein klassisches Analogon gibt. Mit dem Tunneleffekt wurden z. B. der thermische Austritt von Elektronen aus Metalloberflächen [3] und der α -Zerfall von radioaktiven Kernen [4, 5] beschrieben. In den 50er Jahren konnte der elektrische Durchbruch in einer Esaki-Diode mit dem Tunneleffekt zwischen Leitungs- und Valenzband beschrieben werden [6].

L. Esaki war es auch, der 1970 gemeinsam mit R. Tsu voraussagte, dass der Strom in periodischen Halbleiterheterostrukturen, so genannten Übergittern, eine negative differentielle Leitfähigkeit aufweisen sollte, wenn man eine elektrische Spannung senkrecht zu den Materialschichten anlegt [7]. Das periodische Potenzial der Materialschichten bildet eine eigene Bandstruktur. Der Transport findet dann im untersten dieser Minibänder statt, deren energetische Breite und Ausdehnung der Brillouinzone um bis zu zwei Größenordnungen gegenüber dem Volumenhalbleiter verkleinert sind. Die Übergitterperiode sollte im Bereich von 10 nm liegen, d. h. etwa dem Zwanzigfachen der Gitterkonstante des Volumenmaterials entsprechen. Die freie Weglänge des Elektrons muss größer als eine Übergitterperiode sein, damit Minibandtransport stattfinden kann. Die Materialien für solche Übergitter sollten einerseits eine ähnliche Gitterkonstante besitzen, um mechanische Verspannungen zwischen den Materialien zu minimieren, andererseits eine große Differenz in der Bandlücke aufweisen, um einen möglichst großen Potenzialsprung zu erreichen.

Ende der 60er Jahre wurde die Molekularstrahlepitaxie entwickelt, mit der es möglich wurde, Materialien mit definierten Schichtdicken in atomaren Dimensionen aufeinander abzuscheiden [8, 9]. Als Materialsystem wurde bevorzugt $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ verwendet, welches man in beliebigen Zusammensetzungen mit sehr kleinen Gitterfehlpassungen aufeinander abscheiden kann. Die Gitterkonstanten von GaAs und AlAs unterscheiden sich

um 0,14%, der Potentialsprung im Leitungsband beträgt etwa 1 eV [10].

Die Existenz der negativen differentiellen Leitfähigkeit (NDC) konnte bereits kurze Zeit nach der Entwicklung der Molekularstrahlepitaxie in Halbleiterübergittern nachgewiesen werden. Die Ursache war jedoch nicht der Minibandtransport, sondern die resonante Kopplung benachbarter Quantentöpfe, die eine Hochfelddomäne zur Folge hatte, welche sich mit zunehmender Spannung ausdehnte [11]. Die intensive Untersuchung des resonanten Tunnelns in Halbleiterheterostrukturen wie Mehrfachquantentöpfen und Übergittern begann erst in den 80er Jahren. Wichtige Ergebnisse sind in Ref. [12, 13, 14] zusammengefasst. H. T. Grahn *et al.* [15, 16, 17, 18, 19] konzentrierten sich in ihren Untersuchungen auf den Transport in schwach gekoppelten Halbleiterübergittern. Wegen der relativ dicken Barrieren kann in diesen Übergittern kein Minibandtransport stattfinden. Die Elektronen tunneln sequenziell von einem Quantentopf in den benachbarten. Dabei ist die Tunnelwahrscheinlichkeit stark erhöht, wenn resonant zu dem ersten Subband eines Quantentopfes im benachbarten Topf ein Subband vorhanden ist (resonantes Tunneln). Außerhalb der Resonanzen ist die Tunnelwahrscheinlichkeit wesentlich geringer. Die Abhängigkeit der Elektronengeschwindigkeit von der Spannung, gemessen mit Flugzeitexperimenten in undotierten Proben, zeigen diese Resonanzen deutlich [16]. Ist das Übergitter dagegen dotiert, so kann sich bei entsprechender Spannung eine Domänengrenze ausbilden, die eine Hochfeld- von einer Niederfelddomäne trennt. In beiden Domänen tunneln die Elektronen nahezu resonant. In der I - U -Kennlinie treten charakteristische Plateaus mit Stromästen auf. Die Feldverteilung kann unter Bedingungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, instabil werden. Die resultierenden Stromoszillationen wurden zu erst von Kastrup *et al.* [20] beobachtet.

Ziel dieser Arbeit war es, Erkenntnisse über den Elektronentransport in schwach gekoppelten GaAs/AlAs-Halbleiterübergittern zu gewinnen. Der Schwerpunkt liegt in der Untersuchung der Domänendynamik und den selbstgenerierten Stromoszillationen.

Die Klärung der folgenden Fragestellungen stehen in dieser Arbeit im Vordergrund:

1. Wodurch ist die Anzahl der Stromplateaus in der I - U -Kennlinie bestimmt?
2. Warum erhöht sich der Widerstand der Proben bei mittleren und tiefen Temperaturen um bis zu sieben Größenordnungen?
3. Wie bewegt sich die Domänengrenze in hoch dotierten Übergittern bei Spannungssprüngen und -sweeps?
4. Welche Oszillationsmoden gibt es, und woran sind sie erkennbar?
5. Wie kann man die Oszillationsfrequenz mit einem einfachen Modell aus den Übergitterparametern abschätzen?
6. Welche Rolle spielt die äußere Beschaltung?

Diese Fragen definieren die Gliederung dieser Arbeit. Nach der Beschreibung der Grundlagen, die für das Verständnis der Phänomene notwendig sind, werden die Herstellung der Proben und die angewandten Messmethoden dargestellt. Im Anschluss folgt eine

Untersuchung der Leitfähigkeit der Proben bei tiefen Temperaturen. Es zeigt sich, dass die Leitfähigkeit von so genannten DX-Zentren in den Kontaktschichten stark beeinflusst wird. Im Anschluss wird das zeitliche Verhalten des Stromes bei Spannungssprüngen von einem Strom-Ast der I - U -Kennlinie auf einen anderen untersucht und mit theoretischen Berechnungen verglichen. Dabei konnte gezeigt werden, dass bis zu drei Domänengrenzen gleichzeitig im Übergitter vorliegen können. Aus der Statistik der Antwortzeiten des Stromes konnte auf die Existenz von instabilen Stromästen geschlossen werden. Neben den schon bekannten Monopol-Oszillationen konnte mit den aus den Schaltexperimenten gewonnenen Erfahrungen nachgewiesen werden, dass es auch Tripol-Oszillationen gibt, bei denen sich zwei Akkumulationsschichten und eine Verarmungsschicht durch das Übergitter bewegen. Es wird das *Escape-Time*-Modell vorgestellt, mit dessen Hilfe man die Oszillationsfrequenzen abschätzen kann. Schließlich wird der Einfluss der äußeren Beschaltung auf die Eigenschaften des Übergitters untersucht. Ein wichtiger Punkt ist dabei der Einfluss von Reflexionen an den Kabelenden.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die physikalischen Konzepte dargestellt, die für das Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Abschnitt 1 fasst wichtige Eigenschaften von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ zusammen. Abschnitt 2 beschreibt die Bandstruktur in Übergittern ohne und mit Feld. Im dritten Abschnitt werden der Minibandtransport und das sequenzielle resonante Tunneln als die Transportmechanismen in Halbleiterübergittern dargestellt, und Abschnitt 4 erklärt die Entstehung von elektrischen Felddomänen. Im fünften Abschnitt werden Bedingungen für die Existenz höherer Plateaus in der Strom-Spannungs-Kennlinie aufgeführt, und Abschnitt 6 beschreibt die Grundlagen für die Entstehung von Stromoszillationen.

2.1 Halbleiterbandstruktur

2.1.1 Volumenmaterial

Abbildung 2.1 zeigt die Bandstruktur von GaAs. Wie bei allen kubischen Halbleitern befindet sich das Maximum des Valenzbandes im Γ -Punkt [$k = (0, 0, 0)$] der Brillouinzone. Es gibt zwei *Löcher-Bänder* mit verschiedenen effektiven Massen (leichte und schwere Löcher), die in diesem Punkt zusammenfallen.

Das Leitungsband hat dagegen drei verschiedene Minima an den Γ -, X- und L-Punkten der Brillouinzone (Kreise in Abb. 2.1). Bei GaAs liegt das Γ -Minimum energetisch am tiefsten. Dagegen haben beim AlAs die Elektronen im X-Minimum die geringste Energie. Das L-Minimum liegt beim $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ immer höher als eines der beiden anderen. Deswegen werden in diesem Kapitel nur das Γ - und X-Minimum betrachtet.

2.1.2 Heteroübergänge

Die Gitterkonstanten von GaAs und AlAs unterscheiden sich um nur 0,14% [10]. Man kann so Schichten beider Materialien mit einer Dicke von einigen hundert nm epitaktisch aufeinander abscheiden, ohne dass die Grenzflächenqualität durch Verspannungen beein-

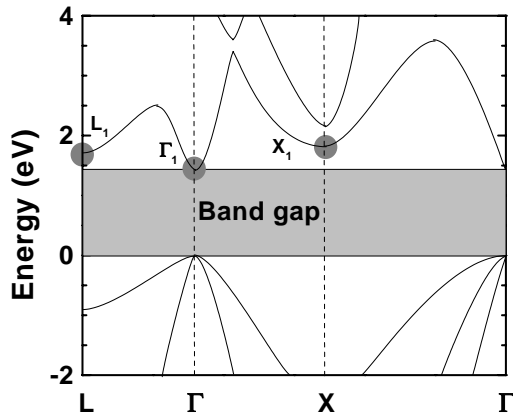


Abbildung 2.1: Bandstruktur von GaAs. Im Leitungsband gibt es drei Minima (Kreise).

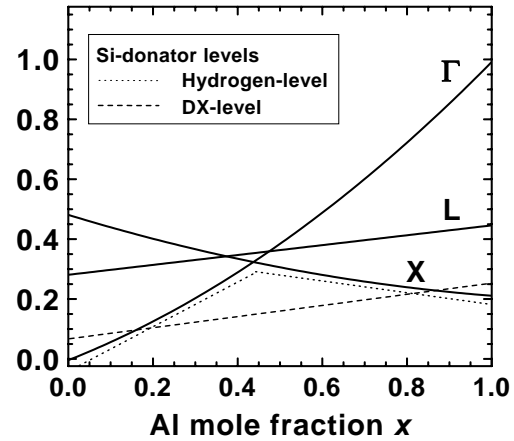


Abbildung 2.2: Leitungsbandabstand an Heteroübergängen zwischen GaAs und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ als Funktion des Al-Gehalts x . Der Bezugspunkt ist das Γ -Minimum von GaAs (nach [21]). Außerdem ist die energetische Lage der Si-Donatoren eingezeichnet.

trächtigt wird. Der Leitungs- (ΔE_c) und Valenzbandabstand (ΔE_v) wurde von zahlreichen Autoren untersucht [10, 22]. Man geht heute von einem Verhältnis von $\Delta E_c / \Delta E_v = 65 : 35$ aus. Der Valenzbandabstand zwischen GaAs und AlAs wurde aus zahlreichen Messungen zu $\Delta E_v = 0,53$ eV bestimmt. Für eine Differenz der Bandlücken im Γ -Punkt von $\Delta E_g^\Gamma = 1,58$ eV ergibt sich somit ein Leitungsbandabstand im Γ -Punkt von $\Delta E_c^\Gamma = \Delta E_g^\Gamma - \Delta E_v = 1,05$ eV bei einer Temperatur von $T = 0$ K. Da die untersuchten Übergitter im Prinzip alle n-dotiert sind, braucht man für die Beschreibung des elektrischen Transports nur das Leitungsband zu betrachten.

Abbildung 2.2 zeigt die energetische Lage der Γ -, X- und L-Leitungsbandminima in Abhängigkeit vom Al-Gehalt x . Für $x > 0,45$ liegt das X-Minimum am niedrigsten. Die schwach gebundenen Elektronen (*Wasserstoffniveau*) der Donatoratome liegen immer wenige meV unter der Leitungsbandkante und können leicht thermisch aktiviert werden. Außerdem ist die energetische Lage von DX-Zentren (Kap. 4) dargestellt. DX-Zentren liegen im Bereich $0,22 < x < 0,85$ energetisch tiefer als das Wasserstoffniveau und können freie Leitungselektronen einfangen.

2.2 Übergitterbandstruktur, Mini- und Subbänder

Scheidet man alternierend mehrere Schichten von zwei Halbleitern mit den Dicken d_W bzw. d_B mit verschiedener Bandlücke aufeinander ab, so erhält man ein periodisches Potenzial des Leitungsbandes entlang der Wachstumsrichtung, wie es in Abb. 2.3 gezeigt ist. Das Energiespektrum von Elektronen in einem periodischen Potenzial wurde erst-

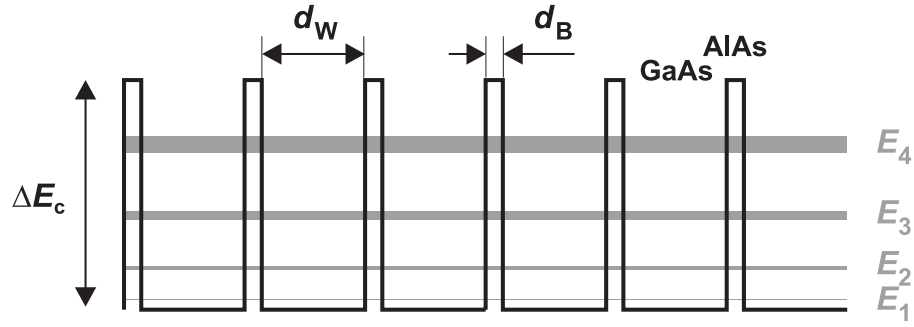


Abbildung 2.3: Potenzialverlauf im Valenzband. Die grauen Bereiche sind die berechneten Minibänder für ein Übergitter mit 9 nm GaAs-Quantentöpfen und 1,5 nm AlAs-Barrieren.

malig 1931 von Kronig und Penney berechnet [23] und wird in vielen Lehrbüchern der Quantenmechanik (z. B. [24]) dargestellt.

An jeder Grenzfläche muss die Wahrscheinlichkeitsstromdichte auf beiden Seiten der Grenzfläche gleich sein, d. h., die Wellenfunktion sowie deren erste Ableitung nach dem Ort müssen stetig sein. Wegen der unterschiedlichen effektiven Massen m^* in beiden Materialien modifiziert sich die zweite Bedingung zu [25]

$$\frac{1}{m_W^*} \frac{d\Psi_W}{dz} = \frac{1}{m_B^*} \frac{d\Psi_B}{dz} \quad (2.1)$$

mit $W=well$ (Topf) und $B=barrier$ (Barriere). Aus diesen Randbedingungen folgt für ein unendlich ausgedehntes Übergitter die folgende Dispersionsrelation [26]

$$\cos(k_z d) = \cos(k_W d_W) \cosh(\kappa_B d_B) - \frac{1}{2} \left(\xi - \frac{1}{\xi} \right) \sin(k_W d_W) \sinh(\kappa_B d_B) \quad (2.2)$$

mit dem Wellenvektor im Topf $k_W = \sqrt{2m_W^* E}/\hbar$, der Berücksichtigung der verschiedenen effektiven Massen $\xi = m_B^* k_W / (m_W^* \kappa_B)$, der Abklingkonstante $\kappa_B = \sqrt{2m_B^* (\Delta E_c - E)}/\hbar$ und der Übergitterperiode $d = d_B + d_W$. Für numerische Berechnungen wurden folgende Parameter verwendet: Barrierenhöhe $\Delta E_c = 0,98$ eV [27], effektive Massen im Γ -Minimum $m_W^* = 0,067m_0$ in GaAs und $m_B^* = 0,150m_0$ in AlAs [10].

Die linke Seite von Gl. (2.2) kann nur Werte zwischen -1 und $+1$ annehmen, so dass die Gleichung nur Lösungen haben kann, wenn die rechte Seite auch in diesem Wertebereich liegt. Es entstehen erlaubte Energiebereiche (*Bänder*), die diese Gleichung erfüllen, welche durch verbotene Bereiche (*Lücken*) getrennt sind. Die grauen Bereiche in Abb. 2.3 stellen die berechneten Energiebänder (Minibänder) für ein Übergitter mit $d_W = 9$ nm und $d_B = 1,5$ nm dar.

In Abb. 2.4(a) sind die Unter- und Oberkanten der Minibänder in Abhängigkeit von der Topfbreite d_W bei konstanter Barrierenbreite $d_B = 1,5$ nm dargestellt. Die mittlere Energie E_i der Minibänder nimmt mit zunehmender Topfbreite ab. Gleichzeitig nimmt auch die Breite der Bänder Δ_i etwas ab. Dagegen hängt die mittlere Energie kaum von der Barrierenbreite d_B ab, wie in Abb. 2.4(b) gezeigt ist. d_B beeinflusst aber die Breiten der Energiebänder, welche bei dünnen Barrieren sehr groß werden.

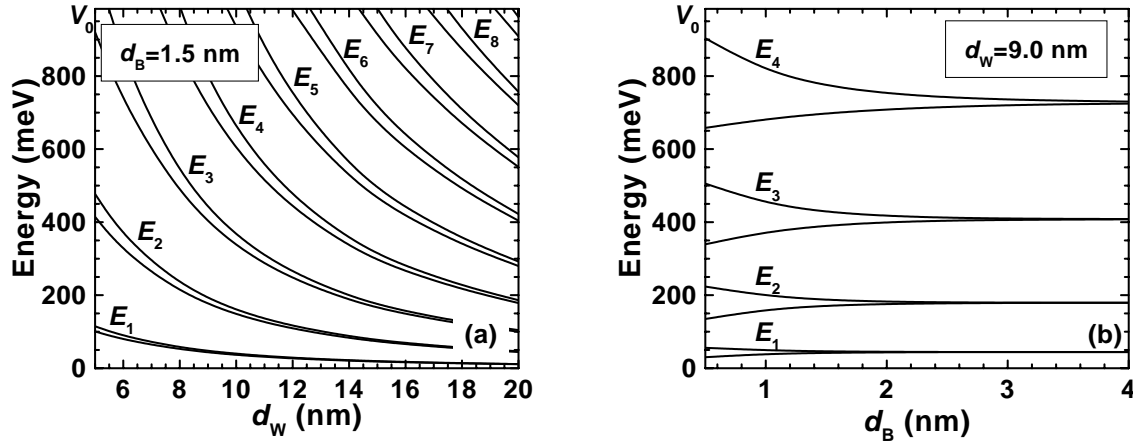


Abbildung 2.4: Unter- und Oberkante der Minibänder in Abhängigkeit (a) von der Topfbreite d_W und (b) der Barrierenbreite d_B bei konstanter Barrieren- bzw. Topfbreite in einem GaAs/AlAs-Übergitter.

2.3 Vertikaler Transport

Bei den hier betrachteten Dotierungsdichten ($n_{3d} < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und Minibandabständen ($E_2 - E_1 > 34 \text{ meV}$) befinden sich bei tiefen Temperaturen nahezu alle Elektronen im untersten Miniband E_1 . Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ist in den Quantentöpfen am größten und klingt in den Barrieren exponentiell ab. Wegen der quantenmechanischen Welleneigenschaften der Elektronen besteht die Möglichkeit, dass diese durch die Barrieren tunneln.

2.3.1 Starke Kopplung - Minibandtransport

Für stark gekoppelte Übergitter mit schmalen Barrieren ist die Breite des ersten Minibandes ($\Delta_1 > 50 \text{ meV}$) wesentlich größer als die durch die Streuzeit hervorgerufene Verbreiterung der Minibänder ($\Delta_1 \gg \Delta_{\text{scatt}} \approx \hbar/\tau_{\text{scatt}}$). Die Elektronen können sich deshalb kohärent über viele Übergitterperioden bewegen. Sie werden durch ein angelegtes Feld F beschleunigt $k_{\perp}(t) = -eFt/\hbar$. Wenn man die *tight-binding* Dispersionsrelation für das erste Miniband

$$E_{\perp}(k_{\perp}) = \frac{\Delta_1}{2} [1 - \cos(k_{\perp}d)] \quad (2.3)$$

annimmt und das Modell der effektiven Masse für die Gruppengeschwindigkeit v_g benutzt

$$v_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\perp}}{\partial k_{\perp}}, \quad (2.4)$$

so ergibt sich folgender Ausdruck für die Gruppengeschwindigkeit:

$$v_g = \frac{\Delta_1 d}{2 \hbar} \sin\left(-\frac{e F d}{\hbar} t\right). \quad (2.5)$$

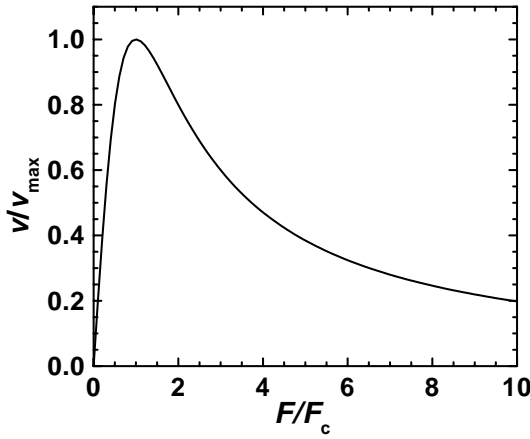


Abbildung 2.5: Geschwindigkeits-Feldstärke-Charakteristik berechnet nach dem Esaki-Tsu-Modell [Gl. (2.7)].

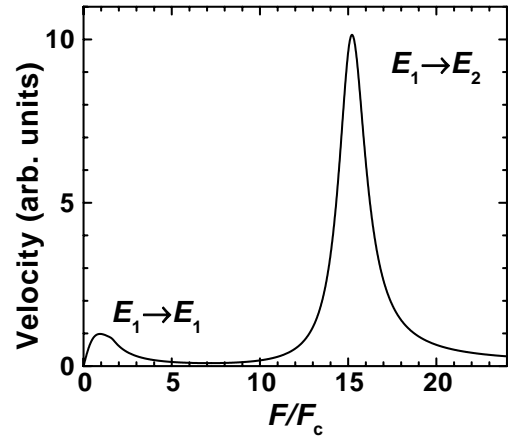


Abbildung 2.6: Geschwindigkeits-Feldstärke-Charakteristik berechnet für das Übergitter 9/4.

Diese Gleichung zeigt, dass die Gruppengeschwindigkeit mit der so genannten Bloch-Frequenz [1, 28] $f_B = e F d / \hbar$ oszilliert. In Volumenhalbleitern ist die Streuzeit τ_{scatt} zu kurz, um diese Oszillationen beobachten zu können. Wegen der wesentlich größeren Gitterperiode d ist die Blochfrequenz in Halbleiterübergittern dagegen höher. Somit kann sie größer als die inverse Streuzeit $1/\tau_{\text{scatt}}$ werden, so dass die Elektronen kohärent mehrere Zyklen im Miniband durchlaufen können. Blochoszillationen konnten in den letzten Jahren als THz-Strahlung [29, 30, 31] oder als Feldverschiebung der Energieniveaus der Wannier-Stark-Leiter [32] beobachtet werden.

Im Jahre 1970 verwandten Esaki und Tsu [7] die Relaxationszeit-Näherung zur Berechnung der mittleren Geschwindigkeit, die exponentiell mit der Zeit abnimmt

$$v(F) = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{scatt}}}\right) dv(k(t)) . \quad (2.6)$$

Benutzt man die Dispersionsrelation aus Gl. (2.3) und $k(0) = 0$, so erhält man [14]

$$v(F) = v_{\text{max}} \frac{F/F_c}{1 + (F/F_c)^2} \quad (2.7)$$

mit einer maximalen Geschwindigkeit $v_{\text{max}} = \mu F_c / 2$, einer Beweglichkeit der Ladungsträger $\mu = e \tau_{\text{scatt}} / m^*$ und einer kritischen Feldstärke $F_c = \hbar / (e \tau_{\text{scatt}} d)$. Diese Beziehung ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die Geschwindigkeit hat bei der Feldstärke F_c ein Maximum und wird bei höheren Feldstärken kleiner. Alle Informationen über die Temperatur und die verschiedenen Streumechanismen sind in der mittleren Streuzeit τ_{scatt} enthalten. In diesem einfachen Modell wird die Veränderung der Bandstruktur durch das elektrische Feld nicht berücksichtigt. Trotzdem stimmt es mit experimentellen Ergebnissen [33, 16] weitestgehend überein.

Die negative differenzielle Geschwindigkeit für $F > F_c$ bedeutet, dass ein solches Übergitter eine negative differenzielle Leitfähigkeit (NDC = *Negative Differential Conductivity*) bzw. einen negativen differentiellen Widerstand aufweisen kann. Die Kennlinie

für die Driftgeschwindigkeit ist der des Gunn-Effekts ($\Gamma - X$ -Transfer in GaAs) sehr ähnlich. Die Vorhersage von beobachtbaren Blochoszillationen in Halbleiterübergittern von Esaki und Tsu [7] hatte vor 30 Jahren einen großen Einfluss auf die Entwicklung in der Halbleiterphysik.

2.3.2 Schwache Kopplung - Sequenzielles Tunneln

Die Bandbreite des ersten Minibandes Δ_1 der meisten in dieser Arbeit untersuchten Übergitter ist wesentlich kleiner als 1 meV. Die Verweilzeit eines Elektrons, berechnet mit einem semiklassischen Modell (Kap. 6.3), ist bei diesen Übergittern wesentlich länger als die aus der Energie-Zeit-Unschärferelation ($\Delta E \cdot \Delta t > \hbar/2$) berechnete Zeit aus der Minibandbreite Δ bzw. die Streuzeit ($\tau_{\text{scatt}} \sim 1$ ps). Es kann also *kein Minibandtransport* stattfinden, da die Elektronen in jedem Quantentopf mehrfach gestreut werden, bevor sie weiter tunneln können.

Legt man ein entsprechend hohes elektrisches Feld [$F_i \approx (E_i - E_1)/(ed) \gg \Delta_1/(ed)$] an, ist es möglich, dass die Elektronen vom ersten Subband (E_1) eines Quantentopfes in das zweite (E_2) oder ein höheres Subband des benachbarten Topfes tunneln. Abbildung 2.6 zeigt die berechnete [34] Abhängigkeit der Geschwindigkeit der Elektronen in Abhängigkeit von der Feldstärke. Nach dem ersten Maximum ($E_1 \rightarrow E_1$), das in der Form dem des Esaki-Tsu-Modells ähnelt, folgt ein Bereich negativer differentieller Geschwindigkeit. Bei weiterer Erhöhung der Feldstärke tritt hier die Resonanz $E_1 \rightarrow E_2$ auf. Im Modell wird eine zusätzliche Verbreiterung der Bänder angenommen. Oberhalb der $E_1 \rightarrow E_2$ -Resonanz folgt wieder ein Bereich kleiner Leitfähigkeit. Wird die Feldstärke weiter erhöht, können die Elektronen resonant vom ersten in das dritte Subband tunneln, weshalb die Geschwindigkeit wieder stark ansteigt. Eine solche Geschwindigkeitsabhängigkeit von der Feldstärke mit verschiedenen Resonanzen konnte durch Flugzeitexperimente [16, 35] in einer undotierten Probe gemessen werden.

Zwischen den Resonanzen geht die Geschwindigkeit aber nicht auf null zurück, da die Elektronen über inelastische Streuung (Phononen, Störstellen, ...) auch *nichtresonant* tunneln können [36, 37]. Mit steigender Temperatur steigt die Hintergrundleitfähigkeit zwischen den Resonanzen, da die Anzahl der thermisch angeregten optischen Phononen stark zunimmt [38]. Wie später gezeigt wird ist der Bereich der negativen differentiellen Leitfähigkeit für die gleichzeitige Existenz von verschiedenen Felddomänen notwendig. Diese Koexistenz ist in der I - U -Kennlinie als *Plateau* sichtbar. Bei Temperaturerhöhung wird diese wichtige Eigenschaft eines Übergitters reduziert. Die maximale Temperatur, bei der Plateaus beobachtet werden können, hängt von den Übergitterparametern aber auch von der Probenqualität ab. Manche der untersuchten Proben zeigen Stromplateaus nur unterhalb von 120 K, andere können bis 350 K erwärmt werden, ohne dass das Plateau verschwindet.

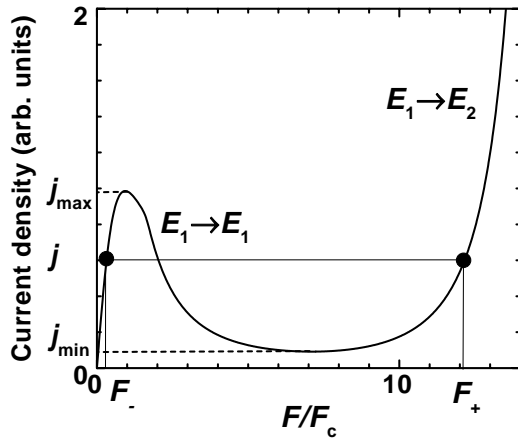


Abbildung 2.7: Homogene Stromdichte-Feldstärke-Charakteristik berechnet für das Übergitter 9/4. Bei einer Stromdichte $j_{\min} < j < j_{\max}$ gibt es zwei verschiedene stabile Zustände F_- und F_+ für die Feldstärke.

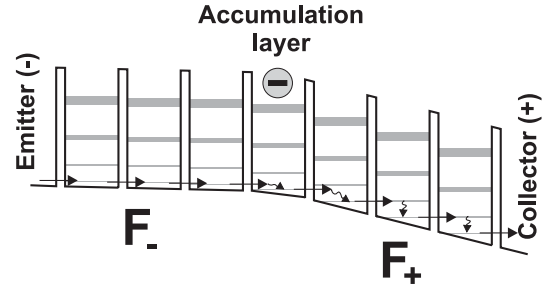


Abbildung 2.8: Das elektrische Feld wird durch eine Akkumulationsschicht in eine Hoch- und eine Niederfelddomäne geteilt. In beiden Domänen tunneln die Elektronen nahezu resonant und relaxieren dann in den Grundzustand.

2.4 Felddomänen

Die Stromdichte ist proportional zur Geschwindigkeit der Elektronen ($j = nev$). Die Stromdichte-Feld-Charakteristik in Abb. 2.7 zeigt einen Ausschnitt aus Abb. 2.6. Bei einer Stromdichte j zwischen dem Tal und dem $E_1 \rightarrow E_1$ -Maximum ($j_{\min} < j < j_{\max}$) gibt es für eine gegebene Stromdichte j zwischen benachbarten Töpfen drei mögliche Feldstärken. Ist die Probe dotiert, so sind aber nur die beiden Feldstärken F_- und F_+ , bei denen der Anstieg der Kennlinie positiv ist, stabil, wenn man Diffusionsströme vernachlässigt. Diese werden nur bei kleinen Feldstärken bedeutend, wenn sich die Ladungsträgerkonzentration in benachbarten Quantentöpfen stark unterscheiden. Dann ändert sich die Strom-Feldstärke-Abhängigkeit für diese Übergitterperiode geringfügig [39, 40]. Im NDC-Bereich führt eine kleine Fluktuation der Feldstärke dazu, dass sich das System von seinem ursprünglichen Zustand entfernt. Bei einer stationären Feldverteilung muss der Strom durch alle Perioden gleich sein (Stromerhaltung). Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass es bei einem gegebenen Strom gleichzeitig Bereiche mit verschiedenen Feldstärken F_- und F_+ gibt. Nach der *Poissongleichung* muss aber zwischen zwei Bereichen mit unterschiedlicher Feldstärke eine Grenzflächenladung vorhanden sein. Die eindimensionale Lösung der Poissongleichung lautet

$$n_{\text{accu}} = \epsilon_0 \epsilon \frac{F_+ - F_-}{e}, \quad (2.8)$$

wobei n_{accu} die Ladungsträgerkonzentration der Akkumulationsschicht, ϵ_0 und $\epsilon \approx 12$ die Dielektrizitätskonstante des Vakuums bzw. mittlere relative Dielektrizitätskonstante des Materials und e die Elementarladung ist.

Abbildung 2.8 zeigt die Teilung des Übergitters in die zwei Domänen. In der Nie-

derfelddomäne ist die Feldstärke F_- klein und die Elektronen tunneln nahezu resonant in das erste Subband ($E_1 \rightarrow E_1$). In der Hochfelddomäne ist die Feldstärke F_+ wesentlich größer als in der Niederfelddomäne. F_+ ist *etwas kleiner als die Resonanzfeldstärke* $(E_2 - E_1)/(ed)$ (vgl. Abb. 2.7). Hier tunneln die Elektronen nahezu resonant vom ersten in das zweite Subband des benachbarten Topfes und relaxieren dann über Streuprozesse innerhalb einer Zeit τ_{scatt} in den Grundzustand des Quantentopfes.

Da die Proben n -dotiert sind, kommt bei einer statischen Feldverteilung nur die in Abb. 2.8 dargestellte Situation mit einer *Akkumulationsschicht* in Frage, bei der sich die Niederfelddomäne auf der Emitter- und der Hochfelddomäne auf der Kollektorseite befindet. Mit Hilfe von orts aufgelösten Kathodolumineszenzuntersuchungen konnte diese Feldverteilung direkt nachgewiesen werden [37]. Dagegen kann durch die Generation am Emitterkontakt (Minuspol) in diesen Proben auch eine *Verarmungsschicht* auftreten (Kap. 5), bei der sich die Hochfelddomäne auf der Emitterseite und die Niederfelddomäne auf der Kollektorseite befindet. Diese Feldverteilung ist aber *nicht stabil* [34].

Für hoch dotierte ($n_{3d} \sim 2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$), schwach gekoppelte Übergitter ($\Delta_1 < 1 \text{ meV}$) ist die Feldverteilung in der Regel stabil. Die Akkumulationsschicht ist in einem Quantentopf lokalisiert. Die Nummer des Topfes N_{accu} , in der sich die Akkumulationsschicht befindet, hängt von der angelegten Spannung ab. Sie stellt sich so ein, dass die Summe der beiden Feldstärken multipliziert mit der jeweiligen Länge etwa gleich der angelegten Spannung V_B ist, d. h.

$$V_B = d(N_{\text{accu}} \cdot F_+ + (N_{\text{SL}} - N_{\text{accu}}) \cdot F_-) + V_{\text{accu}} + V_{\text{contact}} , \quad (2.9)$$

also

$$N_{\text{accu}} = \frac{(V_B - V_{\text{accu}} - V_{\text{contact}})/d - N_{\text{SL}} \cdot F_-}{F_+ - F_-} . \quad (2.10)$$

V_{accu} und V_{contact} sind Spannungen, die an der Akkumulationsschicht bzw. an den Kontaktschichten abfallen. Sie sind meist klein und etwa konstant und können in der Regel vernachlässigt werden. Die Feldstärken F_+ und F_- hängen wie in Abb. 2.7 dargestellt von der Stromdichte j ab. j kann bei der Koexistenz beider Domänen aber nur maximal in einem Bereich zwischen j_{min} und j_{max} (vgl. Abb. 2.7) liegen. Für $j > j_{\text{max}}$ gibt es keine Niederfelddomäne und für $j < j_{\text{min}}$ keine Hochfelddomäne. Der maximale bzw. minimale Plateaustrom hängt aber auch von der Dotierungskonzentration ab [40, 34]. Deshalb ist der Bereich, den der Strom im Plateau einnehmen kann, nur einem Teil des Bereiches $[j_{\text{min}}, j_{\text{max}}]$.

Abbildung 2.9 zeigt die Strom-Spannungs- (I - U -) Kennlinien der Probe 9/4A (Probenparameter in Tab. A.1 im Anhang) für Spannungserhöhung (*Upsweep*) und -verringern (*Downsweep*). Bei kleinen Spannungen ist das Feld im gesamten Übergitter *homogen* verteilt. Erhöht man die Spannung, steigt der Strom schnell an. Bei einer gewissen Stromdichte löst sich die Akkumulationsschicht vom Kollektorkontakt (Pluspol) und springt in den benachbarten Quantentopf. Die Hochfelddomäne erstreckt sich nun über eine Periode am Kollektor mit der Feldstärke F_+ . Da die angelegte Spannung beim Sprung praktisch konstant ist, eine Periode sich nun aber in der Hochfelddomäne befindet, muss sich die Feldstärke in der Niederfelddomäne verringern, weshalb sich auch der Strom verringert (s. Abb. 2.7). In der I - U -Kennlinie springt der Strom deshalb auf einen kleineren Wert.

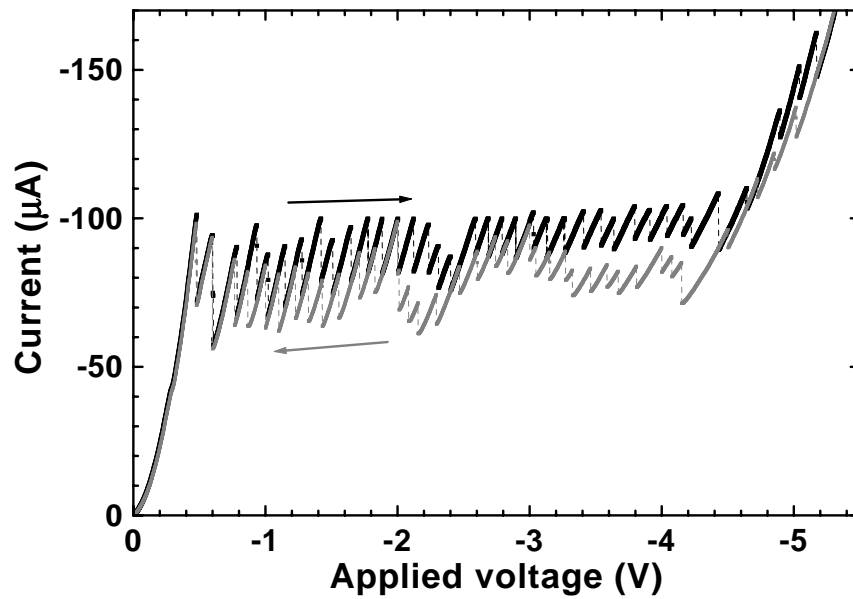


Abbildung 2.9: Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 9/4A für beide Sweep-Richtungen, gemessen bei 5 K. Bei jeder Unstetigkeit des Stromes springt die Akkumulationsschicht von einem Quantentopf zum benachbarten.

Bei weiterer Spannungserhöhung erhöhen sich die Feldstärken F_- und F_+ , bevor die Akkumulationsschicht in den nächsten Quantentopf springt. Die Anzahl der Äste in der I - U -Kennlinie ist etwa genau so groß wie die Anzahl der Übergitterperioden [15, 41]. Die unterschiedlich hohen Strommaxima und -minima der einzelnen Äste werden durch geringe Dotierungsfluktuationen hervorgerufen [42, 43]. Bei einem idealen Übergitter sollten die Strommaxima bzw. -minima aller Äste den gleichen Wert [34] haben.

Zwischen Up- und Downsweep treten Hysteresen auf, da die Akkumulationsschicht bei einem bestimmten kritischen maximalen bzw. minimalen Strom in den benachbarten Topf springt [40]. Bei höheren Spannungen, bei denen der Anstieg der Äste kleiner ist, sind die Teile der Äste zwischen Up- und Downsweep nicht mehr verbunden. Man kann aber zu einem Punkt auf dem Ast zwischen den beiden Astabschnitten gelangen, indem man durch Spannungserhöhung auf diesen Ast springt und die Spannung dann etwas verringert [44, 45]. Auf diese Weise kann man das Übergitter als Informationsspeicher nutzen. Bei der Probe 20/2 gibt es bei einer konstanten Spannung bis zu fünf verschiedene Stromstärken, d. h., fünf verschiedene Stromwerte die von der Vorgeschichte der Spannung abhängen.

Hat die Domänengrenze den Emitterkontakt erreicht, liegt im gesamten Übergitter die Feldstärke F_+ (etwas unterhalb der Resonanz $E_1 \rightarrow E_2$) vor. Bei weiterer Spannungserhöhung erhöht sich der Strom gemäß der homogenen Stromdichte-Feldstärke-Charakteristik auf der linken Flanke dieser Resonanz (vgl. Abb. 2.6). Erhöht man die Spannung weiter, kommt der Strom in einen Bereich, in dem die homogene Stromdichte-Feldstärke-Charakteristik stabile Feldstärken bei den Resonanzen $E_1 \rightarrow E_2$ und $E_1 \rightarrow E_3$ besitzt. Bei

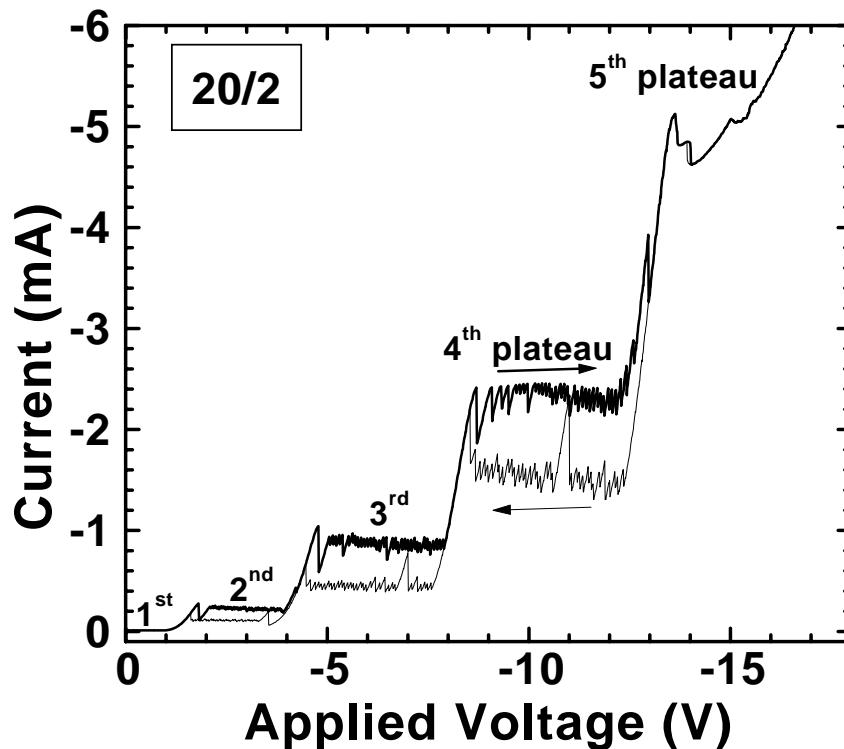


Abbildung 2.10: Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 20/2 für beide Sweep-Richtungen, gemessen bei 5 K. Diese Probe zeigt fünf Plateaus. Die ersten vier zeigen ausgeprägte Äste und eine Hysterese. Das fünfte Plateau besitzt keine Äste. In diesem Spannungsbereich oszilliert der Strom.

weiterer Spannungserhöhung löst sich wieder eine Akkumulationsschicht vom Emitter und springt analog zum oben beschriebenen Verhalten von Topf zu Topf. Hier müssen sich aber wegen der größeren Feldstärkedifferenz und der Poissongleichung Gl. (2.8) in der Akkumulationsschicht mehr Elektronen befinden, um die beiden Domänen voneinander zu trennen. In der I - U -Kennlinie entsteht ein zweites Plateau mit Ästen, bei dem wieder eine Hochfeld- und eine Niederfelddomäne gleichzeitig im Übergitter vorliegen.

2.5 Höhere Plateaus

Abbildung 2.10 zeigt die I - U -Kennlinien der Probe 20/2 mit einem relativ kleinen Subbandabstand, gemessen bei 5 K. Die Kennlinie besitzt fünf Plateaus. Die ersten vier Plateaus zeigen ausgeprägte Äste. Der Unterschied zwischen beiden Sweep-Richtungen ist deutlicher ausgeprägt als bei der Probe 9/4A. Der Unterschied zwischen den Stromstärken, bei denen die Akkumulationsschicht springt (Breite der Hysterese), hängt von den Übergitterparametern und von der Dotierungskonzentration ab [40]. Die steilen Anstiege zwischen den Plateaus entsprechen den Flanken auf der Seite kleiner Feldstärke der Resonanzen der homogenen Strom-Feldstärke-Charakteristik, da sich in diesen Spannungsbe-

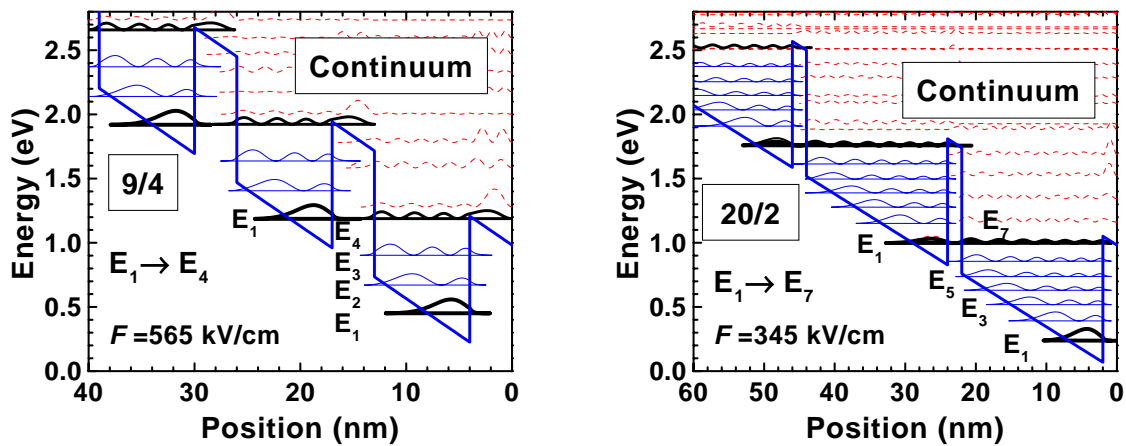


Abbildung 2.11: Berechnete Energieniveaus und Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi|^2$ für das 9/4- und das 20/2-Übergitter bei der Feldstärke für die Resonanz $E_1 \rightarrow E_4$ bzw. $E_1 \rightarrow E_7$. Da bei diesen Feldstärken die Elektronen ins Kontinuumband übergehen, kann das dritte bzw. sechste Plateau nicht beobachtet werden.

reichen das Feld homogen über das gesamte Übergitter verteilt ist.

Das fünfte Plateau hat eine andere Struktur. Es besitzt keine Äste. Die Feldverteilung ist instabil, da die Ladungsträgerkonzentration, die sich in einem Quantentopf ansammeln kann, nicht mehr ausreicht, um die Resonanzfeldstärken $F_-(E_1 \rightarrow E_5)$ und $F_+(E_1 \rightarrow E_6)$ voneinander zu trennen [vgl. Gl.(2.8)]. In diesem Spannungsbereich *oszilliert der Strom* mit einer Frequenz von einigen GHz. Die Entstehung dieser Stromoszillationen wird in Kap. 6 behandelt.

Wodurch wird die Anzahl i der Plateaus beschränkt? Natürlich müssen mindestens $i + 1$ Subbänder in den Töpfen vorhanden sein. Ohne elektrisches Feld besitzt das Übergitter 9/4 vier und das Übergitter 20/2 neun Subbänder. Folgende Effekte reduzieren aber diese Anzahl:

Tunneln in Kontinuumszustände

Befindet sich das Übergitter in einem elektrischen Feld, so verschieben sich die Energieniveaus durch den *Quantum Confined Stark Effect* (QCSE) [25, 46, 47, 48, 19] etwas. Ist das elektrische Feld nun so groß, dass die Energie der Elektronen im Endzustand oberhalb oder nur etwas unterhalb der Barrierenenergie liegt, so können die Elektronen nach dem resonanten Tunneln durch die Barriere sofort weiter in das Kontinuum übergehen, ohne im benachbarten Topf in den Grundzustand zu relaxieren. Diese ballistisch beschleunigten Elektronen liefern dann den dominanten Beitrag zum Stromtransport, und der Strom wird sehr groß. Abbildung 2.11 zeigt die Energieniveaus E_i und die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten $|\Psi|^2$ der Elektronen in den Übergittern 9/4 bzw. 20/2 für die Resonanzfeldstärken $E_1 \rightarrow E_4$ bzw. $E_1 \rightarrow E_7$. Nach dem Tunneln durch die erste Barriere können die Elektronen die nächste Barriere leicht überwinden und in das Kontinuum übergehen. Beim Übergitter 9/4 liegt die Resonanz $E_1 \rightarrow E_3$, beim Übergitter 20/2 die Resonanz

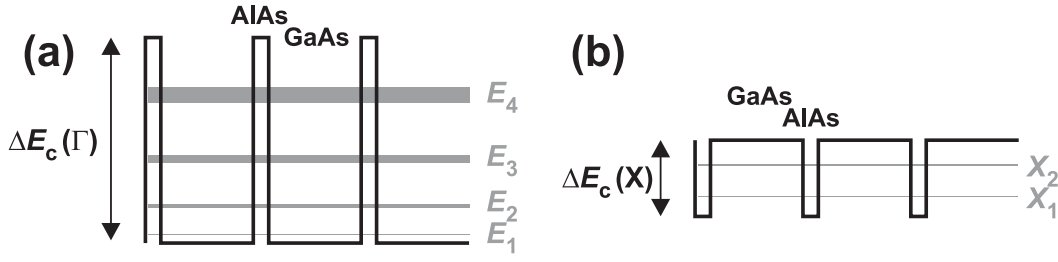


Abbildung 2.12: Energiebänder für Elektronen im (a) Γ - und (b) X-Minimum. Beide Abbildungen haben die gleiche Energieskala.

$E_1 \rightarrow E_6$ noch unterhalb dieser Feldstärke. Dies erklärt, warum $i = 2$ bzw. $i = 5$ Plateaus beobachtet werden können. Man kann abschätzen, dass bei schwach gekoppelten Proben das i -te Plateau nur existieren kann, wenn E_{i+1} kleiner als die halbe Barrierenhöhe ist.

Transport über X-Zustände

Erhöht man die Temperatur, so erhöht sich die thermische Energie der Elektronen und die Streuwahrscheinlichkeit. Die Elektronen, die sich im Quantentopf im Γ -Minimum der GaAs-Bandstruktur befinden, können dann inelastisch in das X-Minimum gestreut werden (vgl. Abb. 2.1). Die Elektronen bewegen sich im X-Zustand in der Ebene der Schichten. Das X-Minimum liegt beim AlAs aber wesentlich tiefer als das Γ -Minimum. Die Bandstruktur für die Elektronen im X-Zustand hat in den AlAs-Schichten Quantentöpfe und in den GaAs-Schichten Barrieren, genau umgekehrt wie für Elektronen im Γ -Zustand. Abbildung 2.12 zeigt die Bandstrukturen für die Elektronen im Γ -Minimum (a) und im X-Minimum (b). Es gibt somit auch für die X-Elektronen Subbänder mit einer erhöhten Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der AlAs-Schicht. Sind genügend Streumöglichkeiten vorhanden, so kann auch ein quasiresonanter Transport zwischen diesen beiden Energieniveaus stattfinden, wenn die Niveaus E_1 in der GaAs-Schicht und X_1 in der AlAs-Schicht etwa in Resonanz sind. Diese Resonanz tritt bei einer Feldstärke bzw. Spannung

$$F_{E_1 \rightarrow X_1} \approx 2 \cdot \frac{X_1 - E_1}{ed}, \quad V_{E_1 \rightarrow X_1} \approx 2 \cdot N_{SL} \frac{X_1 - E_1}{e} \quad (2.11)$$

auf. Der Faktor 2 wird eingeführt, da hier der Übergang vom Quantentopf in die Barriere betrachtet wird. Vom X-Niveau tunneln die Elektronen durch Streuung *nichtresonant* in das Γ -Subband des benachbarten Topfes. Bei der Probe 20/2 ist $V_{E_1 \rightarrow X_1} \approx 14,5$ V (vgl. Abb. 2.10). Deswegen verschwindet das fünfte Plateau bei Temperaturen oberhalb 200 K.

Nichtresonanter Transport

Sind genügend Streuzentren (Phononen, Störstellen, Gitterdefekte) vorhanden, kann der *nichtresonante Transport* dominieren. Bei Erwärmung nimmt der Strom in den Bereichen zwischen den Resonanzen der Stromdichte-Feldstärke-Charakteristik (Abb. 2.7) so weit zu, dass die Felddomänen verschwinden. Es kann sich dann kein Plateau in der

I - U -Kennlinie herausbilden. Bei der Probe 9/4A verschwindet das erste Plateau bei etwa 200 K.

Stärker gekoppelte Proben

Bei der Untersuchung der vier am stärksten gekoppelten Übergittern mit einem relativ breiten Miniband ($\Delta_1 = 3,4\text{--}4,5$ meV) konnte *nur das erste* Plateau beobachtet werden, obwohl man nach obigen Kriterien mehrere hätte beobachten müssen. Alle diese Proben zeigen auch bei tiefen Temperaturen keine stabile Feldverteilung; der Strom oszilliert. Bei diesen Proben ist die Verweilzeit in jedem Quantentopf etwa so groß wie die Streuzeit, d. h., es könnte auch *Minibandtransport* (Abschnitt 2.3.1) auftreten.

Eine andere Möglichkeit wäre, dass bei diesen Proben die Verweilzeit der Elektronen im Quantentopf nach dem Tunneln ins zweite Subband wegen der hohen Tunnelwahrscheinlichkeit kürzer als die Relaxationszeit in den Grundzustand ist. Die Elektronen können hier nichtresonant vom *zweiten* Subband durch die *nächste* Barrier tunneln und dann ins Kontinuum übergehen.

2.6 Selbstgenerierte Stromoszillationen

Bis jetzt wurden Kennlinien mit diskontinuierlichen Kennlinien (mit separate Stromästen) betrachtet. Springt die Akkumulationsschicht von einem Quantentopf in den benachbarten, so springt auch der Strom. Diese stabile Feldverteilung entsteht nur, wenn die Akkumulationsschicht in *einem* Quantentopf konzentriert ist und sich *alle anderen Perioden* in Bereichen mit *positiver* differentieller Leitfähigkeit (F_- und F_+ in Abb. 2.7) befinden. Für das i -te Plateau muss die Akkumulationsschicht nach Gl. (2.8) etwa die Feldstärkedifferenz $F_+ - F_- \approx (E_{i+1} - E_i)/d$ trennen. Die Elektronendichte, die eine Akkumulationsschicht in einem Topf maximal haben kann, ist aber etwa proportional zur Dotierung n_{2d} . Im ersten Plateau der Probe 9/4A beträgt das Verhältnis $n_{\text{accu},12}/n_{2d} \approx 4$, d. h., in der Akkumulationsschicht befinden sich etwa viermal mehr zusätzliche Elektronen als durch die Dotierung vorhanden sind. Im zweiten Plateau muss die Akkumulationsschicht stärker sein. Hier ist $n_{\text{accu},23}/n_{2d} \approx 7$. Diese hohe Elektronenkonzentration kann sich nicht in *einem* Quantentopf akkumulieren, sondern verteilt sich auf *mindestens zwei* Töpfe. Die Feldstärke an der dazwischenliegende Barriere ist dann wegen der Poissonsgleichung in einem Bereich mit *negativer* differentieller Leitfähigkeit. Dieser Zustand ist instabil und die Domänengrenze bewegt sich. Es kommt zu selbstgenerierten Oszillationen der Domänengrenze und deshalb zu Stromoszillationen.

Eine zweite Möglichkeit für die Entstehung von Stromoszillationen besteht darin, dass durch einen relativ hochohmigen Emitterkontakt eine Verarmungsschicht generiert wird, die durch das gesamte Übergitter läuft oder sich mit der Akkumulationsschicht gegenseitig auflöst. Dann wird eine neue Verarmungsschicht generiert. Die Eigenschaften dieser beiden Oszillationstypen werden ausführlich in Kapitel 6 behandelt.

Kapitel 3

Experimentelle Methoden

Dieses Kapitel beschreibt die Herstellung der Proben (Abschnitt 1) und die experimentellen Methoden (Abschnitt 2), die zu deren Untersuchung angewandt wurden.

3.1 Probenherstellung

Bei allen in dieser Arbeit beschriebenen Proben handelt es sich um n^+-n-n^+ -Dioden, d. h., das mäßig dotierte Übergitter befindet sich zwischen zwei hoch dotierten Kontaktschichten. Die einige hundert Nanometer dicken Kontaktschichten sollen ohmsche Kontakte gewährleisten und das elektrische Feld lateral gleichmäßig über den Durchmesser der Probe verteilen. Da die gesamte Probe nur n -dotiert ist und keine Ladungsträger optisch induziert werden, können die Löcher bei den Transporteigenschaften vernachlässigt werden. In dieser Arbeit bezeichnet der obere Kontakt den $+$ -Kontakt der Probe, d. h., bei einer negativen Spannung werden Elektronen durch diesen Kontakt injiziert. Die Herstellung der Proben wird im Folgenden beschrieben.

3.1.1 Wachstum

Alle Proben wurden mit der Molekularstrahlepitaxie (MBE = *Molecular Beam Epitaxy*) hergestellt. Diese Methode wurde erstmals 1968 von Arthur und LePore angewandt [8]. Man verdampft die Elemente, aus denen die Probe bestehen soll und lässt die Atome auf einer glatten Oberfläche (Substrat) kondensieren. Durch einen geringen Teilchenfluss aus zusätzlichen Quellen können auch Dotieratome eingebaut werden. Da Aluminium ähnliche Eigenschaften wie Gallium besitzt (III. Hauptgruppe), kann man über den Teilchenfluss der entsprechenden Elemente die Zusammensetzung des Films kontinuierlich einstellen. Gleichzeitig wird in der MBE-Kammer Arsen (V. Hauptgruppe) verdampft. Die Atome ordnen sich bei geeigneten Bedingungen (Temperatur, III-V-Verhältnis) im stöchiometrischen Verhältnis auf der Oberfläche und nehmen die Gitterstruktur des Substrates an. Die Gitterkonstanten von GaAs ($a = 0,56325$ nm) und AlAs ($a = 0,56611$ nm) [22] stimmen fast überein. Es ist somit möglich, GaAs/Al_{*x*}Ga_{1-*x*}As-Heterostrukturen mit

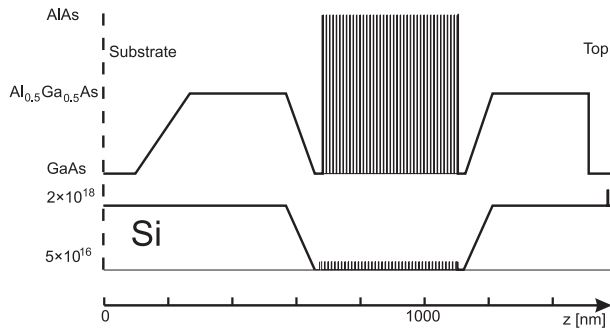


Abbildung 3.1: Kompositionsänderung x im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und Dotierungskonzentration der Probe 9/1,5A in Wachstumsrichtung.

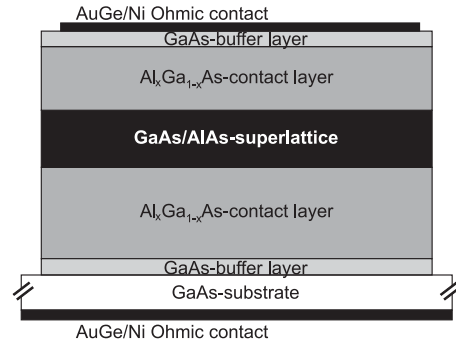


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Mesa.

Schichtdicken von einigen hundert nm ohne mechanische Verspannungen epitaktisch aufeinander abzuschneiden. Die Eigenschaften der Oberfläche können während des Wachstums mittels streifender Elektronenbeugung (RHEED = *Reflection High-Energy Electron Diffraction*) überwacht werden. Die Rauigkeit der Grenzflächen ist bei der Molekularstrahlepitaxie sehr gering, so dass sich mit dieser Wachstumsmethode nahezu perfekte Heterostrukturen herstellen lassen.

Das Substrat fast aller Proben ist n^+ -GaAs(001). Die Materialfolge und das Dotierungsprofil sind für die Probe 9/1,5A in Abb. 3.1 dargestellt. Bei den älteren Proben bestehen beide Kontaktschichten aus $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ ($E_g = 2,0$ eV) mit graduellen Übergängen zum GaAs, um einen Zugang für optische Untersuchungen zu haben. Diese $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten besitzen aber bei Temperaturen unter 200 K unter gewissen Umständen einen hohen Widerstand (siehe Kap. 4). Für neuere Proben, die nicht für optische Untersuchungen konzipiert sind, wurden deshalb GaAs-Kontakte verwendet. Die Dotierung in den Kontaktschichten aller Proben beträgt $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und nimmt zum Übergitter hin ab.

Die Übergitter selbst bestehen meist aus 40 Perioden GaAs/AlAs mit gleichen Topf- (d_W) und Barrierenbreiten (d_B) die jeweils im Namen der Probe angegeben sind, z. B. hat Probe 9/1,5A 9 nm breite GaAs-Quantentöpfe und 1,5 nm breite AlAs-Barrieren. Beim Wachstum wurde darauf geachtet, dass die Schichtdicken immer ein Vielfaches der Gitterkonstante sind, um möglichst glatte Heteroübergänge zu erhalten. Die Reproduzierbarkeit der Wachstumsraten beträgt etwa 2%. Die Töpfe sind immer nur in der Mitte über einen gewissen Bereich l_{dop} dotiert, um Grenzflächenphänomene zu vermeiden. Die genauen Eigenschaften der einzelnen Proben sind im Anhang in Tabelle A.1 zusammengefasst.

3.1.2 Prozessierung

Nach dem Wachstum müssen aus den MBE-Schichten einzelne Mesen (*Tafelberge*) herausgeätzt und eine Mesa kontaktiert werden. Zunächst wird die Rückseite des Substrats mit AuGe/Ni bedampft, um den ohmschen Rückseitenkontakt herzustellen. Typischerweise werden nacheinander etwa 200 nm AuGe, 40 nm Ni und 100 nm Au aufgedampft.

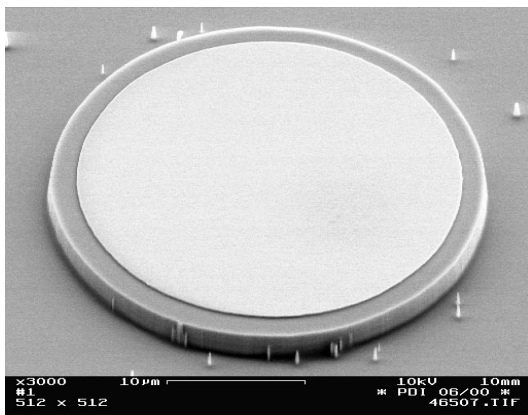


Abbildung 3.3: Trockenchemisch geätzte Mesa mit einem Durchmesser von $32\ \mu\text{m}$ und einer Ätztiefe von etwa $2\ \mu\text{m}$.

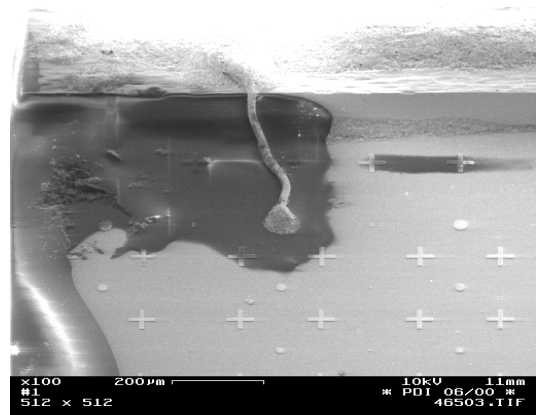


Abbildung 3.4: Kontaktierung der Mesa (Bildmitte) mit einem Golddraht mittels leitendem zweikomponentigem Epoxydharz.

Anschließend folgen die oberen Kontakte mit Durchmessern zwischen 10 und $200\ \mu\text{m}$. Die Strukturierung erfolgt photolithographisch mit einer Lackmaske. Daraufhin werden mit einer zweiten Lackmaske die Kontakte abgedeckt und die restliche Fläche bis in eine Tiefe von etwa $2\ \mu\text{m}$ abgeätzt. Die ersten Proben wurden nasschemisch geätzt. Die Messen haben durch Unterätzungen keine definierte Form. Der Durchmesser und somit die Stromdichte ändern sich mit der Tiefe. Beim trockenchemischen Ätzen (RIE = *Reactive Ion Etching*) sind die Flanken fast senkrecht. Abbildung 3.3 zeigt eine so hergestellte Mesa mit einem Durchmesser von $32\ \mu\text{m}$.

Nach der Strukturierung wird die Probe gespalten und ein Teil auf ein Saphirplättchen mit aufgedampften Goldstreifen leitend aufgeklebt. Diese Streifenleiter sind so dimensioniert, dass sie an den Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ der SMA-Kabel angepasst sind. Der schwierigste Teil der Prozessierung ist die Kontaktierung der Mesen, insbesondere bei den kleinsten mit einem Durchmesser von $16\ \mu\text{m}$. Um einen Kurzschluss mit dem Substrat zu vermeiden, wurde ein bei UV-Licht-Bestrahlung aushärtender isolierender Lack um die Mesen verteilt. So konnte auf den Kontakt der Mesa eine Menge leitender Epoxydharz aufgetragen werden, die im Durchmesser wesentlich größer als die Mesa war. Am Kleber wurde ein Golddraht mit einem Durchmesser von $25\ \mu\text{m}$ befestigt, der mit dem zweiten Streifenleiter auf dem Saphirplättchen verbunden wurde. Abbildung 3.4 zeigt eine einzelne kontaktierte Mesa.

3.2 Messmethoden

3.2.1 Probenhalter und Hochfrequenz-Kryostat

Die Proben auf den Saphirplättchen wurden auf den Kupferkühlfinger des Durchflusskryostaten (Oxford CF-1104) geklebt (Abb. 3.5). Dieser ist mit zwei halbstarren Kabeln

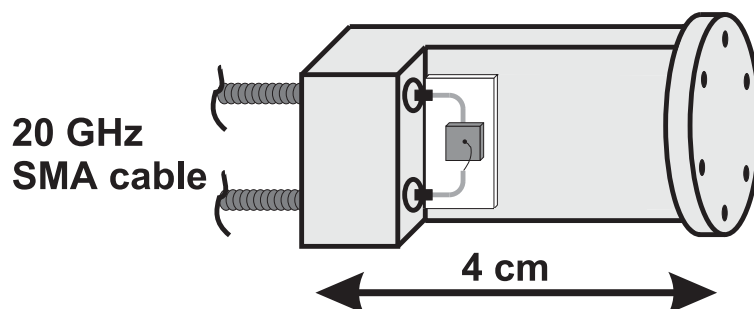


Abbildung 3.5: Probenhalter.

mit einer Bandbreite von 20 GHz mit SMA-Stecker ausgerüstet. Die Streifenleiter der Probe werden mittels Leitsilber mit den Kontakten der SMA-Stecker verbunden. Für Beleuchtungsmessungen befindet sich eine rote Leuchtdiode (LED = *Light-Emitting Diode*) neben der Probe. Die meisten Messungen wurden in einem abgedunkelten Kryostaten durchgeführt, um den Einfluss des Umgebungslichts auszuschalten.

Der Kryostat kann mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von 4,2 K heruntergekühlt werden. Die Temperatursteuerung erfolgt mit einem PID-Regler (Oxford ITC-4), der den Heliumfluss und einen Heizer im Kryostaten steuert. Die Temperatur kann mit einer Genauigkeit von 0,1 K eingestellt werden.

Für weitere Untersuchungen bei Raumtemperatur wurde ein ähnlicher Probenhalter, bestehend aus einem Kupferblock mit zwei SMA-Steckern, verwendet.

3.2.2 Spannungsversorgung

Gleichspannung

Die Gleichspannung wurde mit einer *Source-Measure-Unit* (Keithley SMU 236) angelegt. Gleichzeitig wird der Gleichstrom gemessen. Die Steuerung erfolgt, wie bei den anderen Messgeräten auch, über den IEEE-Bus eines PCs. Um die Stromoszillationen der Probe von der Gleichspannungsquelle zu entkoppeln, wurde die Gleichspannung über den induktiven Ast eines Bias-T angelegt.

Wechselspannung

Die Spannungssprünge und schnellen Spannungssweeps für Untersuchungen an Proben mit statischer Kennlinie (Kap. 5) wurden mit einem Puls-/Funktionsgenerator (Wave-tek 81) erzeugt. Dieser Generator hat eine minimale Schaltzeit von 8 ns und eine maximale Frequenz von 50 MHz. Für die Schaltexperimente wurde eine Frequenz von 1 kHz verwendet. Für diese Messungen wurde kein Bias-T verwendet.

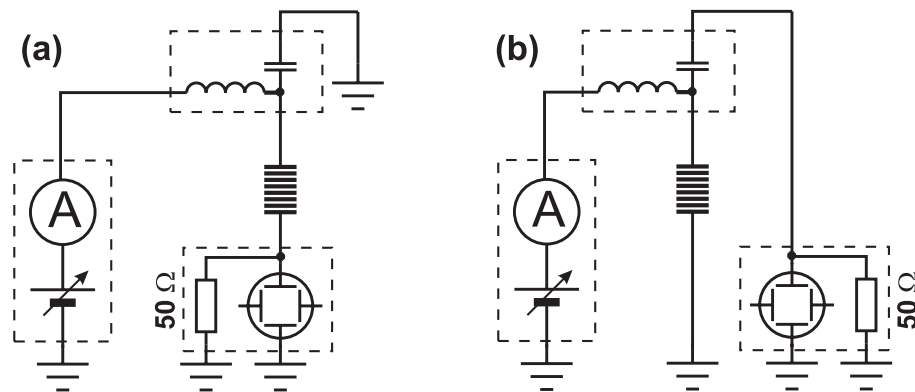


Abbildung 3.6: Verschiedene Schaltungsarten zur Messung der Oszillationen. Es wird entweder (a) der gesamte Strom oder (b) nur der Wechselstromanteil gemessen.

3.2.3 Messgeräte

Oszilloskope

Für die Darstellung des zeitlichen Verhaltens des Stromes standen zwei Oszilloskope zur Verfügung. Zum einen ein *Echtzeitoszilloskop* (Lecroy LC574AL) mit einer maximalen Abtastrate von 1 Gsample/s und vier Kanälen. Dieses Oszilloskop ist mit zahlreichen mathematischen Funktionen ausgerüstet. Das Gerät kann z. B. die Zeit zwischen zwei Ereignissen messen und aus vielen Messungen die Verteilungsfunktion berechnen. Bei der Eingangsimpedanz kann man zwischen 50 Ω und 1 M Ω wählen.

Oberhalb einer Frequenz von wenigen hundert MHz reicht die Abtastrate des Echtzeitoszilloskops nicht mehr aus, um die Oszillationen darzustellen. Hier kam das *Samplingoszilloskop* (Tektronix CSA 803) mit dem Messkopf SD-32 zum Einsatz. Es setzt die Darstellung aus vielen Schwingungen zusammen und eignet sich deshalb nur für streng periodische Oszillationen. Mit diesem Gerät konnten mit einem zusätzlichen Triggerkopf (SD-51) Oszillationen bis 5 GHz gemessen werden.

Spektrumanalysatoren

Die Frequenzcharakteristiken wurden mit Spektrumanalysatoren gemessen. Diese Geräte messen die Leistung in Abhängigkeit von der Frequenz und können Amplituden über viele Größenordnungen verarbeiten. Der Frequenzbereich liegt zwischen einigen hundert Hz und 2,6 GHz (Advantest R3361A) bzw. 26 GHz (Advantest R3272). Die Impedanz dieser Geräte ist mit 50 Ω an die Impedanz der verwendeten Kabel angepasst.

3.2.4 Schaltungsvarianten

Die Stromoszillationen können auf zwei verschiedene Arten gemessen werden:

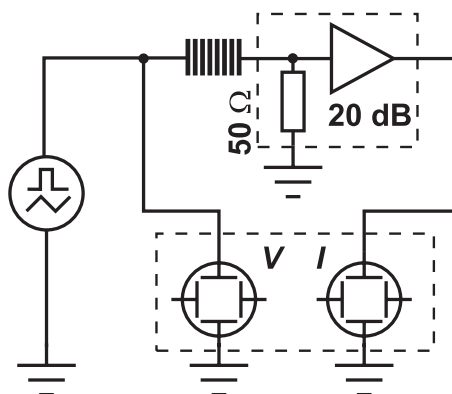


Abbildung 3.7: Schaltung zur gleichzeitigen Messung des Stromes durch und der Spannung an der Probe für Schalt- und schnelle Sweepexperimente mit einem Funktionsgenerator.

- (a) Messung des gesamten Stromes durch die Probe [Abb. 3.6(a)]:
Hier misst man den Absolutwert des Stroms. Die angelegte Gleichspannung fällt aber auch über dem Oszilloskop bzw. Spektrumanalysator ab. Bei Proben mit kleinem Widerstand ändert sich dadurch die I - U -Kennlinie merklich, da Gleichspannungsleistung am Widerstand des Messgerätes verloren geht.
- (b) Messung der Oszillationen über den kapazitiven Ast des Bias-T [Abb. 3.6(b)]:
Hier misst man nur den oszillatorischen Anteil um einen Mittelwert. Die Gleichspannung fällt nur über der Probe ab. So erhält man die eigentliche I - U -Kennlinie ohne Reihenwiderstand. Am Oszilloskop kann man aber nur einen Relativwert messen, zu dem man den Gleichstrom hinzuaddieren muss.

Bei Schaltexperimenten wurde die Spannung des Funktionsgenerators direkt an einen Kontakt der Probe angelegt. Gleichzeitig wurde der Strom über den 50- Ω -Eingang eines Hochfrequenzverstärkers (HMS Elektronik Model 71) am anderen Kontakt der Probe gemessen (Abb. 3.7). Mit dieser Schaltung wurden die Stromantwort nach Spannungssprüngen sowie das Verhalten bei schnellen Spannungssweeps (Kap. 5) gemessen.

3.2.5 Laufzeitreflektometer

Um die Eigenschaften der Kabel und deren Verbindungen zu verstehen, wurden diese mit einem Laufzeitreflektometer (TDR = *Time Domain Reflectometer*) untersucht. Dieses Gerät (Hewlett Packard 54120B mit dem Test-Set 54124A) legt an den 50- Ω -Ausgang eine sehr steile Spannungsstufe an und misst mit einem Oszilloskop den Verlauf der Spannung. Ist an den Ausgang ein Kabel angeschlossen, so wird an jedem Stecker oder am Kabelende ein Teil des Signals zum Ausgang zurückreflektiert. Die Größe des reflektierten Signals ist ein Maß für die Fehlanpassung. Aus der Laufzeit und der Kabellänge kann man die Signalgeschwindigkeit bestimmen.

Ist das Kabelende offen, so verdoppelt sich die gemessene Spannung durch die Re-

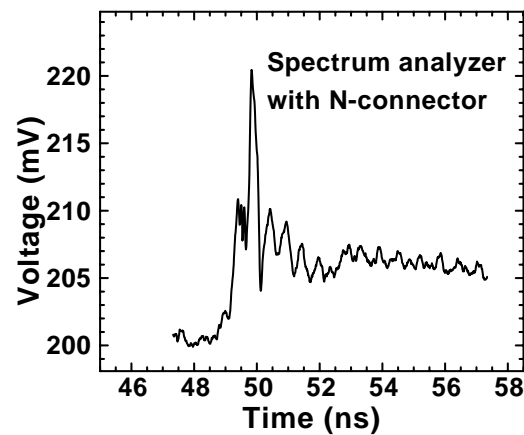


Abbildung 3.8: Reflektormetermessungen für den Eingang des Spektrumanalysators (R3361A). Die positive Spitze zeigt an, dass der Eingang eine etwas höhere Impedanz als das Kabel hat.

flexion. Schließt man das Kabelende kurz, so löscht das reflektierte Signal die angelegte Spannung aus. Nur wenn man das Kabel mit einem Widerstand abschließt, der dem Wellenwiderstand des Kabels entspricht, wird kein Signal reflektiert. Abbildung 3.8 zeigt die Reflexion am 2,6 GHz-Spektrumanalysator. Von dieser steilen Flanke werden am Eingang des Gerätes etwa 10% der Spannung (1% der Leistung) reflektiert. Aus der Breite der Spitze kann man abschätzen, dass diese Reflexion erst bei einigen GHz diese Größe besitzt. Bei kleineren Frequenzen ist die Reflexion geringer. Die Impedanz am Eingang des Spektrumanalysators ist etwas größer als die des Kabels ($Z = 50 \Omega$), da der Wert der Spannungsspitze größer als der Wert des Kabels ist. Die Auswirkungen von Signalreflexionen werden in Abschnitt 6.5 untersucht.

Kapitel 4

Einfluss von DX-Zentren

Einige der untersuchten Proben, die bei 5 K und Raumtemperatur oszillieren, schwingen im Temperaturbereich zwischen 100 und 200 K entweder gar nicht oder erst bei einer wesentlich höheren Spannung. Der Widerstand dieser Proben ist bei kleinen Spannungen in diesem Temperaturbereich sehr groß. Die I - U -Kennlinie hängt von der Vorgeschichte der Probe nach der Abkühlung unter 200 K (Dauer und Größe der angelegten Spannung, Beleuchtung) ab und ist nicht reproduzierbar.

Alle Proben mit den genannten Eigenschaften besitzen $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten, da sie für optische Untersuchungen konzipiert wurden. Bei einem Al-Gehalt von $x = 0,5$ ist die Bandlücke ($E_g \approx 2,0$ eV) größer als die Anregungs- und Lumineszenzenergie. Die Kontaktschichten sind somit für diese Wellenlängen transparent.

In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die o. g. Effekte von der Temperatur, der Beleuchtung und der Spannung abhängen und wie diese von den so genannten DX-Zentren in den Kontaktschichten verursacht werden. Schließlich wird gezeigt, wie diese unerwünschten Effekte verringert bzw. vermieden werden können.

4.1 Experimentelle Ergebnisse

Die Effekte, die in diesem Kapitel beschrieben werden, wurden speziell an vier Proben untersucht (9/1,5A, 15/0,85, 9/4B, 9/1,5B). Die Probenparameter sind im Anhang in Tabelle A.1 aufgelistet. In Abb. 4.1 sind die Kontaktschichten der Proben skizziert, zwischen welche die Übergitter eingebettet sind. In den Proben 9/1,5A und 15/0,85 befindet sich das Übergitter zwischen zwei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0,5$) Schichten. Bei Probe 9/4B wurde die obere Kontaktschicht durch eine dünne GaAs-Schicht ersetzt. Die Probe 9/1,5B enthält nur GaAs-Kontaktschichten.

Die untersuchten Effekte sind sehr lichtempfindlich. Es genügt das Raumlicht, das durch das Kryostatenfenster fällt, um die Messergebnisse stark zu beeinflussen. Die Probe 9/1,5A wurde deshalb gemeinsam mit einer roten Leuchtdiode ($\lambda = 630$ nm) in ein optisch dichtes abgeschirmtes Schaltkreisgehäuse eingebaut. Die anderen Proben (15/0,85,

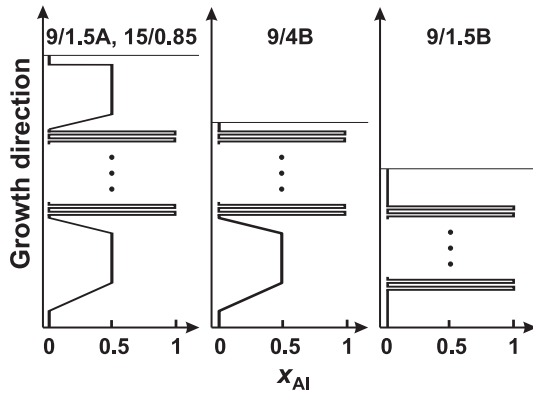


Abbildung 4.1: Schematischer Verlauf des Al-Gehalts in den Kontaktschichten der untersuchten Proben.

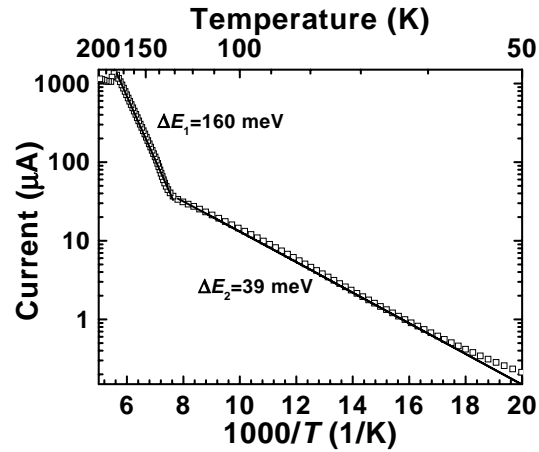


Abbildung 4.2: Stromstärke der Probe 9/1,5A bei $V_B = -2$ V in Abhängigkeit von der inversen Temperatur bei langsamer Abkühlung im Dunkeln.

9/4B, 9/1,5B) wurden im abgedunkelten Kryostat untersucht, in den zur reproduzierbaren Beleuchtung ebenfalls eine rote LED eingebaut wurde.

4.1.1 Temperaturabhängigkeit der Kennlinie

Die Abhängigkeit des Stromes von der Temperatur bei konstanter Spannung und langsamer Abkühlung ist in Abb. 4.2 dargestellt. Der Strom zeigt im Arrhenius-Diagramm zwischen 180 und 130 K einen linearen Abfall, dem eine Energie $\Delta E_1 = 160$ meV zugeordnet werden kann. Unterhalb von 130 K ist der Anstieg im Arrhenius-Diagramm kleiner $\Delta E_2 = 39$ meV. Bei einer Temperatur von 50 K beträgt die Stromstärke bei einer Spannung $V_B = -2$ V nur 100 nA. Trotzdem können für diese Probe bei Temperaturen unter 50 K unter bestimmten experimentellen Bedingungen Kennlinien gemessen werden, bei denen der Strom für diese Spannung etwa 1 mA beträgt.

Abbildung 4.3 zeigt typische I - U -Kennlinien der Probe 9/1,5A bei verschiedenen Temperaturen. Vor der ersten Messung bei $T = 50$ K wurde für einige Sekunden eine Spannung von -10 V angelegt. Bei dieser Temperatur steigt die Kennlinie anfänglich nichtlinear an, gefolgt von einem deutlichen Plateau mit einer Anfangsspannung von etwa -2 V. Bei der nächsten Messung (100 K) beginnt das Plateau erst bei etwa -4 V. Am weitesten ist das Plateau bei 125 K verschoben. Bei weiterer Temperaturerhöhung verschiebt sich der Plateauanfang wieder zu kleineren Spannungen. In einem Temperaturbereich zwischen 75 und 175 K unterscheiden sich die I - U -Kennlinien in beiden Sweeprichtungen stark. Die Kennlinien sind offensichtlich nicht reproduzierbar, d. h., die Anfangsspannung des Plateaus hängt stark davon ab, welche Spannungen für welchen Zeitraum zuvor angelegt wurden. Die mittlere Stromstärke des Plateaus sowie die oszillatorischen Eigenschaften (Kap. 6) werden abgesehen von der Verschiebung zu höheren Spannungen jedoch von der elektrischen Vorgeschichte kaum beeinflusst.

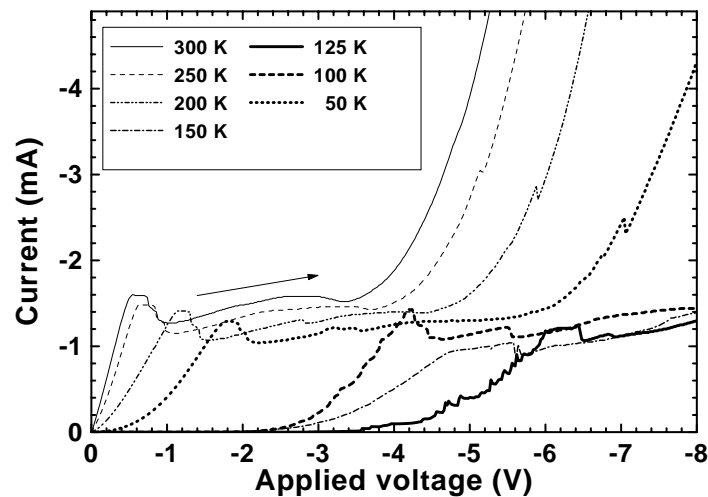


Abbildung 4.3: I - U -Kennlinien von Probe 9/1,5A gemessen bei verschiedenen Temperaturen. Vor der ersten Messung bei 50 K wurde für einige Sekunden eine Spannung von -10 V angelegt. Alle Messungen wurden von 0 bis -8 V durchgeführt. Jede Messung dauerte etwa eine Minute. Zwischen den Messungen wurde die Temperatur sukzessive erhöht.

4.1.2 Elektrische Aktivierung bei tiefen Temperaturen

Formierung der Probe bei tiefen Temperaturen

Kühlt man die Probe 9/1,5A bei einer Spannung $V_B = -1$ V im Dunkeln von Raumtemperatur bis auf 6 K ab, so verringert sich der Strom um 7 Größenordnungen. Dieser hochohmige Zustand kann in den „normalleitenden“ Zustand überführt werden, wenn man für einige Sekunden eine Spannung von etwa 10 V anlegt. Nach dieser *Formierung* der Probe zeigt die I - U -Kennlinie die typische Plateauform. Dieser „normalleitende“ Zustand bleibt für Temperaturen unter 50 K für viele Stunden erhalten.

Abbildung 4.4 zeigt die systematische Untersuchung der Formierung der Probe 9/1,5A bei 6 K. Wird die Spannung in aufeinanderfolgenden Messungen jeweils von 0 V auf -2 , -3 , ... -7 V erhöht (Spannungssweeps), ergeben sich identische Kennlinien. Wird die Messung dagegen bis -8 V durchgeführt, ist der Strom über den gesamten Spannungsbereich etwas größer (Kurve 2). Bei einer zweiten Messung über diesen Bereich erhöht sich der Strom weiter (Kurve 3). Bei anschließenden Messungen bis -8 V ändert sich die Kennlinie nur unwesentlich. Erst wenn für 5 Minuten eine Spannung von -8 V angelegt wird, stabilisiert sich die Kennlinie und ändert sich auch nach fünfminütiger Messpause kaum (Kurve 4). Bei größeren Spannungen ist die Zeit bis zur Stabilisierung wesentlich kürzer.

Nach der Formierung der Probe bei tiefen Temperaturen sind die Messergebnisse über viele Stunden reproduzierbar.

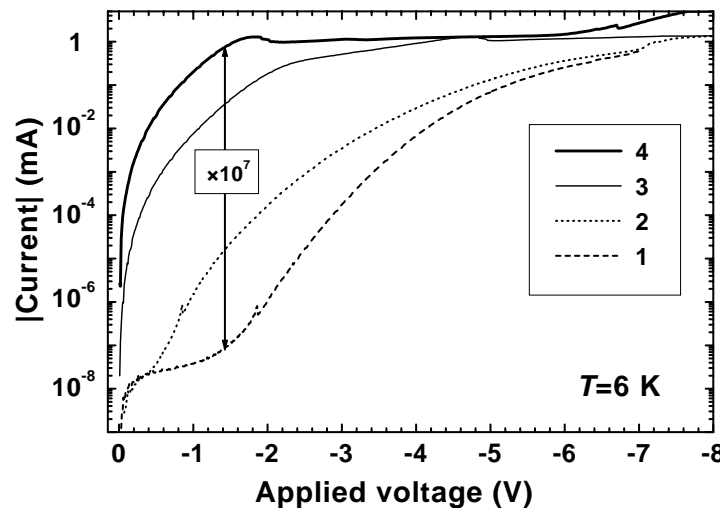


Abbildung 4.4: Änderung der I - U -Kennlinie von 9/1,5A nach verschiedenen Endspannungen. Nach dem Anlegen einer Spannung von -8 V für mehrere Minuten (Kurve 4) nimmt die Stromstärke um bis zu 7 Größenordnungen gegenüber der ursprünglichen Kennlinie (Kurve 1) zu.

4.1.3 Optische Aktivierung bei tiefen Temperaturen

Der Übergang vom hochohmigen in den „normalleitenden“ Zustand kann auch durch eine optische Aktivierung herbeigeführt werden.

Änderung der Kennlinie nach Beleuchtung

Abbildung 4.5 zeigt verschiedene Kennlinien von einem Beleuchtungsexperiment bei $T = 70$ K. Zunächst wurden mehrere Spannungssweeps mit $V_B = 0 \rightarrow -8$ V in Dunkelheit durchgeführt, bis sich die Kennlinie nur wenig veränderte (Serie von Kurven A). Anschließend wurde die LED für eine Minute eingeschaltet und danach die Kennlinie gemessen (Kurve B). Das Plateau beginnt dann bei einer wesentlich kleineren Spannung. Weitere Beleuchtungsintervalle führen zu den Kurven C und D. Der Strom wird mit zunehmender Beleuchtungsdauer größer und geht in eine Sättigung über. Die optische Aktivierung hat offensichtlich den gleichen Effekt wie die Aktivierung durch eine hohe Spannung.

An- und Abklingen des Stromes bei und nach Beleuchtung

Das typische zeitliche Verhalten des Stromes während und nach der Beleuchtung ist im Bildeinsatz in Abb. 4.6(a) dargestellt. Dazu wurde bei verschiedenen Temperaturen der Strom durch die Probe 15/0,85 bei einer *konstanten* Spannung ($V_B = -2$ V) gemessen. Diese Spannung liegt unterhalb der Schwellspannung für das Plateau. Die Probe 9/1,5A zeigt qualitativ die gleichen Ergebnisse. Wenn die LED eingeschaltet wird, steigt der

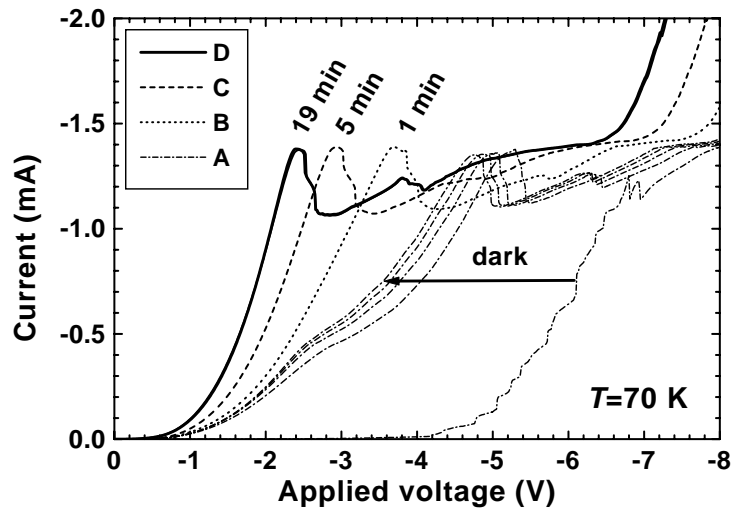


Abbildung 4.5: I - U -Kennlinien der Probe 9/1,5A nach Beleuchtung bei 70 K. Zunächst wurden die mit A bezeichneten Kennlinien ohne Beleuchtung gemessen. Anschließend wurde die Probe mit der LED beleuchtet und weitere Kennlinien aufgenommen. Die Kennlinien B, C und D zeigen Beispiele nach einer kumulativen Beleuchtungsdauer von 1,5, 5 bzw. 19 min.

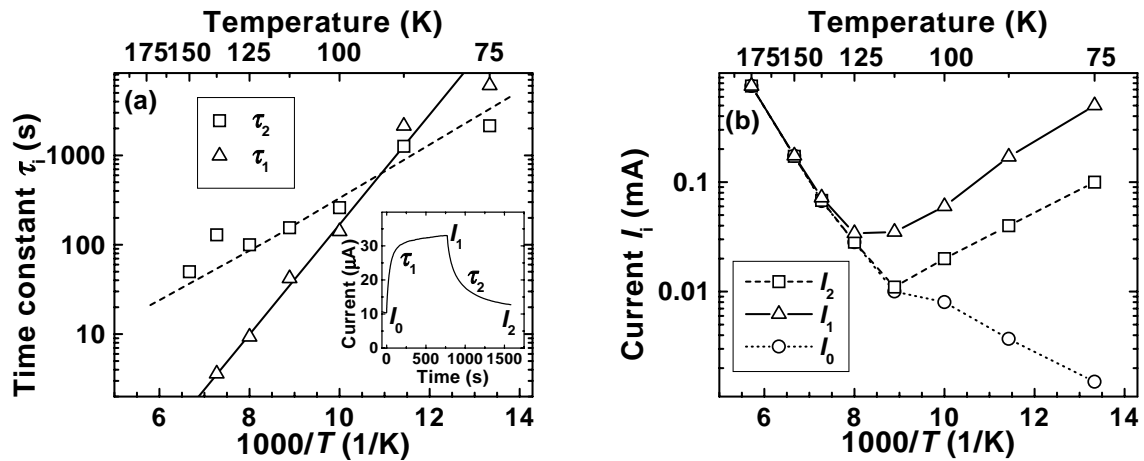


Abbildung 4.6: (a) Zeitkonstanten und (b) Sättigungsstromstärken der Probe 15/0,85 vor, während und nach der Beleuchtung bei $V_B = -2$ V in Abhängigkeit von der inversen Temperatur. Die Anstiege der Geraden in (a) ist ein Maß für die thermischen Aktivierungsenergien. Der Bildeinsatz in (a) zeigt einen typischen Verlauf des Stromes.

Strom von einem Wert I_0 auf einen Sättigungswert I_1 an. Nach dem Ausschalten der LED fällt der Strom auf einen Wert I_2 ab. Die Messungen zeigen, dass der Strom zunächst schneller ansteigt bzw. abklingt, als es bei einem exponentiellen Verhalten zu erwarten wäre. Die Messdaten lassen sich durch eine gedehnte Exponentialfunktion [49]

$$I(t) = I_i + \Delta I_i \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau_i} \right)^{\alpha_i} \right], \quad (4.1)$$

mit $i = 1$ oder 2 und $\Delta I_1 = I_0 - I_1$ bzw. $\Delta I_2 = I_1 - I_2$, anpassen.

Durch Anpassen der Parameter von Gl. (4.1) an die An- und Abklingkurven des Stromes wurden die Anstiegs- und Abfallzeiten τ_1 und τ_2 sowie die Sättigungsstromstärken I_1 und I_2 ermittelt. Der Exponent α liegt in beiden Fällen bei etwa 0,7. In Abb. 4.6 sind die Zeitkonstanten τ_1 , τ_2 und die Sättigungsströme I_0 , I_1 , I_2 in Abhängigkeit von der inversen Temperatur (Arrhenius-Diagramm) dargestellt. Die Anstiegszeit τ_1 änderte sich umgekehrt proportional mit dem Strom durch die LED, d. h. mit der Beleuchtungsstärke. Die Beleuchtung mit der LED beeinflusst den Strom nur bei tiefen Temperaturen. Die Werte von τ_1 und τ_2 liegen im Arrhenius-Diagramm [Abb. 4.6(a)] etwa auf einer Geraden, d. h., es handelt sich beim An- und Abklingen um thermisch aktivierte Prozesse. Die Zeiten ändern sich von wenigen Sekunden bei 175 K bis hin zu etwa einer Stunde bei 75 K. Aus der exponentiellen Abhängigkeit von τ_1 und τ_2 von der inversen Temperatur

$$\tau_i = \tau_{\infty,i} \exp\left(\frac{E_i}{k_B T}\right), \quad (4.2)$$

kann man die thermischen Aktivierungsenergien E_1 und E_2 bestimmen. Dabei ist $\tau_{\infty,i}$ die Zeitkonstante bei hohen Temperaturen und k_B die Boltzmannkonstante. Aus den Messungen erhält man für den Anstieg (Abfall) des Stromes thermische Aktivierungsenergien von etwa 110 meV (55 meV).

Aus dem Arrhenius-Diagramm für die Sättigungsstromstärken [Abb. 4.6(b)] folgt, dass der Anfangswert in Dunkelheit I_0 mit sinkender Temperatur stets abnimmt, während I_1 und I_2 bei etwa 110 K ein Minimum haben. Zwischen 175 und 125 K ist der Effekt der Beleuchtung klein. Alle drei Sättigungsströme entsprechen etwa denen bei langsamer Abkühlung (vgl. Abb. 4.2 für Probe 9/1,5A). Die optische Aktivierung gewinnt erst bei Temperaturen unter 110 K an Bedeutung. I_1 und I_2 steigen mit fallender Temperatur, wobei das Verhältnis I_2/I_1 nahezu unabhängig von der Temperatur ist.

4.1.4 Proben mit GaAs-Kontaktschichten

Die beiden in den letzten Unterabschnitten beschriebenen Proben enthalten Kontaktschichten aus $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ sowie Bereiche, in denen sich der Al-Gehalt kontinuierlich von 0 auf 0,5 ändert. Probe 9/4B besitzt nur *eine* solche Kontaktschicht, die andere besteht aus GaAs (vgl. Abb. 4.1). Bei dieser Probe vergrößert sich der Widerstand bei Abkühlung nicht so stark, wie bei den beiden anderen Proben. Der Strom bei kleinen Spannungen verringert sich nur um drei Größenordnungen, wenn man die Probe von 200 auf 6 K abkühlt. Die Probe kann bereits bei Spannungen von etwa 4 V (halb so groß wie bei den anderen beiden Proben) formiert werden. Beleuchtungsmessungen ergeben ähnliche thermische Aktivierungsenergien.

Um die Frage eindeutig zu klären, ob diese Erhöhung des Widerstandes ausschließlich durch die Kontaktschichten oder auch durch das Übergitter selbst hervorgerufen werden, wurde die Probe 9/1,5B mit den gleichen Übergitterparametern wie die Probe 9/1,5A hergestellt. Sie besitzt jedoch reine GaAs-Kontaktschichten. Bei dieser Probe nimmt die mittlere Stromstärke im Plateau *kontinuierlich* mit der Temperatur zu (Abb. 4.7), was wegen

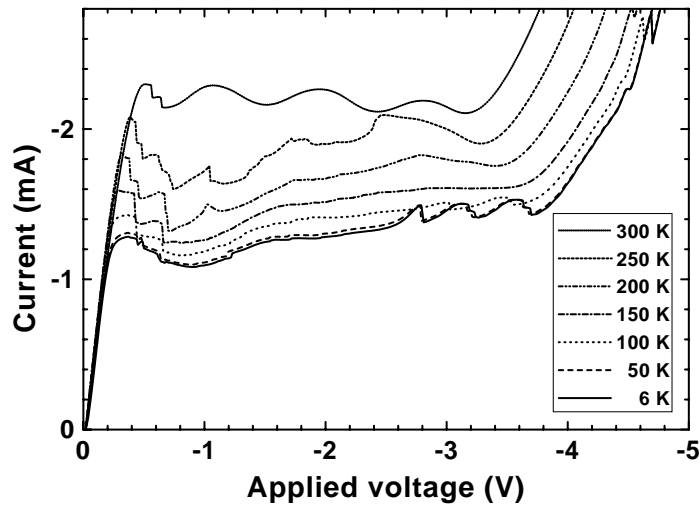


Abbildung 4.7: I - U -Kennlinien für verschiedene Temperaturen von 9/1,5B mit GaAs-Kontaktschichten.

der Zunahme des phononenassistierten Tunnelns zu erwarten ist. Die Plateaustromstärke ist bei Zimmertemperatur etwa doppelt so hoch wie bei 6 K. Die Kennlinie dieser Probe bei tiefen Temperaturen ist jedoch *nicht* von der Vorgeschichte der Probe abhängig. Der Unterschied zu Abb. 4.3 ist offensichtlich.

So kann der Schluss gezogen werden, dass die thermische, optische und elektrische Aktivierung der Kennlinie hier zu vernachlässigen sind und die beschriebenen Instabilitäten der I - U -Kennlinie mit den $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Kontaktschichten zusammenhängen.

4.2 DX-Zentren als Ursache der Effekte

Die im letzten Abschnitt beschriebenen Effekte wurden speziell an den Proben 9/1,5A und 15/0,85 untersucht. Der extrem große Widerstand bei Abkühlung wurde aber auch bei vielen anderen Proben beobachtet. Allen diesen Proben ist gemeinsam, dass die Übergitter zwischen hochdotierten $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ - und graduellen $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0 \rightarrow 0,5$)-Kontaktschichten eingebettet sind. Bei allen Proben mit reinen GaAs-Kontaktschichten treten solche Effekte praktisch nicht auf. Da die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten mit Silizium dotiert sind, wird im folgenden auf die seit 25 Jahren bekannten, so genannten *DX-Zentren* eingegangen [50, 51, 52]. Es wird gezeigt, dass die Umladung der DX-Zentren in den Kontaktschichten die Ursache für die beschriebenen Instabilitäten ist.

4.2.1 DX-Zentren in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Beim Wachstum von Si-dotiertem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ auf einem GaAs(001)-Substrat wird Si auf einem Ga- bzw. Al-Platz in das Kristallgitter eingebaut. Silizium hat ein Valenzelektron mehr als die ersetzten Atome. Das Energieniveau dieses Donatoratoms liegt ener-

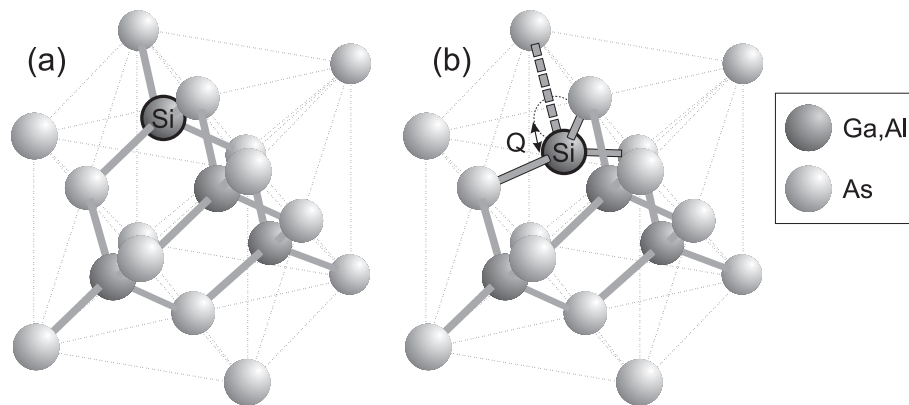


Abbildung 4.8: Kugelmodell eines Si-dotierten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Kristalls. Konfiguration mit (a) flachem und (b) tiefem Donator (DX-Zentrum) (nach [53]).

getisch dicht unter dem Leitungsband ($E_{d,(\text{Al,Ga})\text{As}} \approx 7 \text{ meV}$ [53]), so dass ein Elektron durch thermische Aktivierung leicht in das Leitungsband übergehen kann. Zurück bleibt ein *positiv* geladener Si-Rumpf (d^+). Dies ist aber nicht der einzig mögliche Zustand. *Ab initio*-Pseudopotenzial-Berechnungen [54, 53] zeigen, dass es im GaAs einen weiteren Zustand gibt, bei dem sich das Si-Atom in einer Position befindet, die $1,17 \text{ \AA}$ von der symmetrischen vierfach koordinierten Position entfernt ist (Abb. 4.8). Die kovalente Bindung zwischen dem Si- und einem As-Atom bricht auf und muss abgesättigt werden. Dazu werden *zwei* Elektronen aus dem Leitungsband eingefangen und gebunden. Dieser Zustand entspricht einem tiefen Donator-Niveau und wird als *DX-Zentrum* bezeichnet. Im besetzten Zustand ist das DX-Zentrum *negativ* geladen (DX^-). Im thermodynamischen Gleichgewicht können sich maximal die Hälfte der Si-Ionen im DX^- -Zustand befinden. Die andere Hälfte muss die Elektronen liefern, die für die Bildung der DX^- -Zentren notwendig sind. Wenn der besetzte DX^- -Zustand energetisch wesentlich tiefer als der flache Donatorzustand liegt, sind bei tiefen Temperaturen praktisch keine Leitungselektronen vorhanden. Die Leitfähigkeit des Materials ist dann sehr klein. DX-Zentren sind in *n*-dotiertem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ generell vorhanden. Es gibt kein Element, dass als Donatoratom in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ausschließlich einen flachen Donatorzustand generiert [55, 56].

Die energetische Lage des DX^- -Zustands im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ im Verhältnis zu den drei Leitungsbandminima und dem d^+ -Niveau in Abhängigkeit vom Al-Gehalt x wurde schon in Abb. 2.2 dargestellt (nach [55]). Das DX^- -Niveau liegt im gesamten Kompositionsbereich energetisch etwa $175\text{--}205 \text{ meV}$ unter dem *L-Niveau* des $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [55]. Für $0,22 < x < 0,85$ befindet sich das DX^- -Niveau energetisch tiefer als der flache Donatorzustand d^+ . Bei kleinerer oder größerer Al-Konzentration besitzt der DX^- -Zustand eine höhere Energie als der d^+ -Zustand und ist nur metastabil. Er spielt dann für den Transport keine große Rolle. Bei $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten muss man also davon ausgehen, dass sich viele Si-Atome im DX^- -Zustand befinden und so je zwei Elektronen binden.

Die energetischen Verhältnisse bei der Emission und dem Einfang von Elektronen können gut mit dem so genannten *Konfigurationskoordinaten-Diagramm* (Abb. 4.9) be-

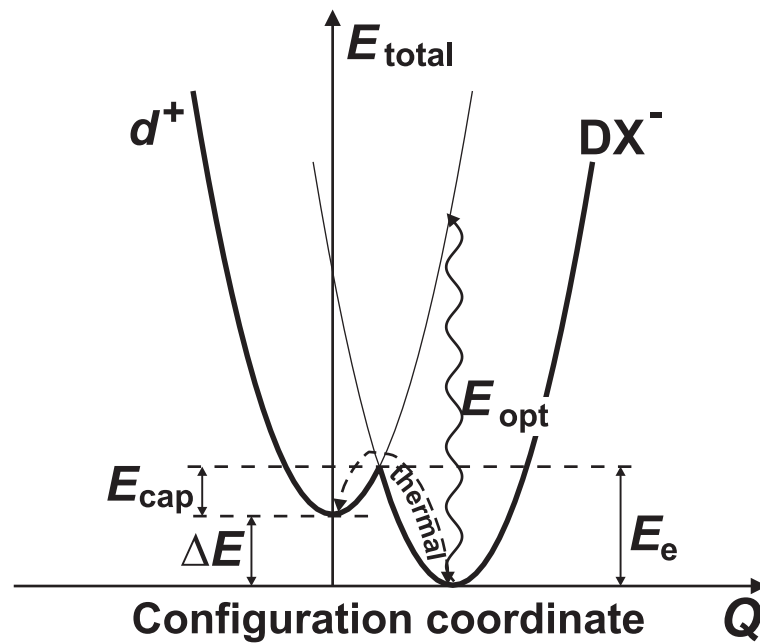


Abbildung 4.9: Konfigurationskoordinaten-Diagramm für Si-dotiertes $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$.

schrieben werden. Dabei kann man die Konfigurationskoordinate Q als Verschiebung des Si-Atoms aus der symmetrischen Position im Kristall interpretieren (vgl. Abb. 4.8). Die Parabeln stellen die *Summe* von elektronischer und potenzieller (harmonisches Potenzial zwischen den Atomen bzw. Ionen im Kristall) Energie dar. Im gezeigten Fall liegt der DX^- -Zustand im Gleichgewicht um eine Energie ΔE niedriger als der d^+ -Zustand. Zwischen beiden Minima befindet sich eine Barriere.

DX-Zentren sind folglich durch vier Energiewerte charakterisiert. Diese Werte sind für die verschiedenen Donatoratome sehr verschieden und hängen natürlich auch stark vom Al-Gehalt ab. Für Si-dotiertes $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ sind folgende Energien gemessen worden:

Energiedifferenz	ΔE	= 160 meV	Hall-Messungen [57]
thermische Einfangbarriere	E_{cap}	= 250 meV	DLTS-Messungen [58]
thermische Emissionsbarriere	E_e	= 430 meV	DLTS-Messungen [55]
optische Energieschwelle	E_{opt}	= 1,25–1,45 eV	Photoionisation [55]

4.2.2 Temperaturabhängigkeit des Stromes

In der Abhängigkeit der Gleichgewichtsstromstärke von der Temperatur in Abb. 4.2 kann man zwei Bereiche unterscheiden. Oberhalb von 140 K liefert die Anpassung einer Boltzmannverteilung $\Delta E_1 = 160$ meV, unterhalb dieser Temperatur $\Delta E_2 = 39$ meV. Der erste Wert stimmt mit dem in der Literatur für die Energiedifferenz zwischen flachem und tiefem Zustand ΔE in $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ angegebenen Wert [57] sehr gut überein. Der zweite Wert ΔE_2 ist einem anderen Defektniveau zuzuordnen.

4.2.3 Elektrische Aktivierung des Stromes bei tiefen Temperaturen

Im folgenden wird der Übergang von dem hochohmigen in den „normalleitenden“ Zustand beim Anlegen einer großen elektrischen Spannung erläutert (vgl. Abb. 4.4). Die Feldstärke, bei der die Aktivierung einsetzt, beträgt $F_{\text{act}} \approx 8 \text{ V}/800 \text{ nm} = 10^7 \text{ V/m}$. Welche Mechanismen kommen für die Ionisierung der DX^- -Zentren in Frage?

Zum einen könnten die DX^- -Zentren durch *Stoßionisation* ihre beiden Elektronen in das Leitungsband abgeben. Die Energie, die ein Elektron bei der Feldstärke F_{act} zwischen zwei Stößen aufnehmen kann, ist aber wesentlich kleiner als die benötigte Energie, um ein Elektron aus dem DX-Zentrum zu emittieren. Andererseits wird die Bandstruktur durch die hohe Feldstärke stark verkippt, so dass die Energiebarriere auf der einen Seite abgesenkt wird. So könnten die Elektronen durch den *Poole-Frenkel-Effekt* (thermisches Überwinden der abgesenkten Barriere) [59] oder durch Tunneln [59] ins Leitungsband gelangen. Aber auch für diese beiden Mechanismen ist die Feldstärke zu klein, dass die Elektronen aus dem DX-Zentrum effektiv ins Leitungsband gelangen können. Der effektivste Prozess, die Energiebarriere bei dieser Feldstärke zu überwinden, ist das *phonenassistiertes Tunneln* [59, 60, 61]. Die Elektronen im DX-Zentrum koppelt mit Phononen ($\hbar\omega_{\text{opt,GaAs}} = 36 \text{ meV}$) (vgl. Abb. 4.9) und können daher eine wesentlich höhere Energie als deren Grundzustand besitzen. Dadurch kann sich die Tunnelwahrscheinlichkeit ins Leitungsband sehr stark erhöhen. Es ist bekannt, dass für genügend große elektrische Felder bei tiefen Temperaturen die Emissionsraten aus tiefen Zuständen *10 bis 20 Größenordnungen* größer als die thermische Emissionsrate werden können, die man aus der Extrapolation des Arrhenius-Diagramms erhält [60].

Bei der Probe 9/4B, mit nur *einer* $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Kontaktschicht, ist V_{act} halb so groß, d. h., die Feldstärke, bei der die Elektronenemission einsetzt, ist für diese Probe genau so groß, wie in den Proben mit zwei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Kontaktschichten. Schaltet man das Feld ab, so bleibt der „normalleitende“ Zustand bei tiefen Temperaturen über viele Stunden erhalten. Nach der elektrischen Aktivierung können die Elektronen nicht von dem energetisch tieferliegenden DX-Zustand eingefangen werden, weil dazu die Energiebarriere $E_{\text{cap}} = 250 \text{ meV}$ überwunden werden müsste. Es ergibt sich eine persistente Leitfähigkeit.

4.2.4 Optische Aktivierung des Stromes bei tiefen Temperaturen

Neben der elektrischen Aktivierung können die DX-Zentren auch optisch aktiviert werden. Dafür ist eine Photonenenergie notwendig, die mindestens der des *vertikalen Übergangs* vom Grundzustand des DX^- -Zustands zur Potenzialparabel des d^+ -Zustands entspricht (Abb. 4.9). Ist diese optische Barriere ($E_{\text{opt}} \approx 1,3 \text{ eV}$) überwunden, kann das System in den d^+ -Grundzustand relaxieren.

Aus Abb. 4.6(b) ist zu entnehmen, dass die optische Aktivierung des Stromes unterhalb 130 K sehr effizient ist, weil dann die Photoionisierungsrate der DX-Zentren die thermische Emissionsrate überwiegt.

Schaltet man die Beleuchtung bei tiefer Temperatur ab, so bleibt der leitende Zustand

der Probe über viele Stunden erhalten. Dieser Effekt wird persistente Photoleitfähigkeit genannt (PPC = *Persistent PhotoConductivity*). Der Effekt beruht ebenfalls darauf, dass die photogenerierten Elektronen bei tiefen Temperaturen durch die Einfangbarriere daran gehindert werden, in den tiefen Donatorzustand überzugehen. Mit dem PPC-Effekt kann man sehr schwache Lichtintensitäten über viele Stunden akkumulieren, um sie messen zu können. Die Leitfähigkeit kann über mehrere Größenordnungen ansteigen [62, 55, 63].

Die in Abb. 4.5 dargestellten persistenten Änderungen der I - U -Kennlinie bei und nach Beleuchtung sind eine direkte Folge des PPC-Effektes der Si-dotierten $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten. Der PPC-Effekt ist auch in Abb. 4.6(b) zu erkennen. Das Stromverhältnis I_2/I_0 steigt mit abnehmender Temperatur. Die in Abb. 4.6(a) untersuchten An- und Abklingzeiten bei und nach Beleuchtung hängen offensichtlich mit thermisch aktivierten Vorgängen zusammen. Sie sind jedoch nicht direkt mit der Emission oder dem Einfang von Elektronen aus/in DX-Zentren, sondern mit Änderungen der Leitfähigkeit der $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten gekoppelt. Bei Beleuchtung wird aufgrund der Elektronenemission aus DX-Zentren der Widerstand der $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Schichten plötzlich erniedrigt. Die Anklingzeit τ_1 für den Strom wird daher direkt von dem niederohmigen Widerstand der $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Schichten bestimmt. Die Temperaturabhängigkeit der Zeitkonstante τ_1 ist folglich, wie aus Hall-Messungen bekannt, durch die Energiedifferenz ΔE zwischen d^+ - und DX^- -Zustand gegeben. Die für die Abklingzeit τ_1 ermittelte thermische Aktivierungsenergie von 110 meV stimmt mit Werten überein, die aus anderen Transportmessungen an Si-dotiertem $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ bestimmt wurden [64, 65, 66].

Die in Abb. 4.6(a) gemessene Temperaturabhängigkeit der Abklingzeit τ_2 liefert eine thermische Aktivierungsenergie von 55 meV, die nicht mit der Einfangbarriere der DX-Zentren zusammenhängt, wie sie etwa aus DLTS-Messungen resultiert. Wenn die Beleuchtung ausgeschaltet wird, steigt der Widerstand aufgrund des Elektroneneinfangs durch die DX-Zentren kontinuierlich an. Die Abklingzeit wächst also mit zunehmender Zeit an, so dass die ermittelte Aktivierungsenergie für den Abklingprozess im wesentlichen von dem gewählten Zeitintervall abhängt und physikalisch nicht relevant ist.

4.3 Verringerung der DX-Effekte

Die in diesem Kapitel beschriebenen Instabilitäten verschlechtern im Allgemeinen die Eigenschaften von Bauelementen. So zeigen z. B. Quantenpunkt-Infrarot-Photodetektoren mit Barrieren aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bei Temperaturen unter 80 K eine unerwünschte Änderung der Leitfähigkeit mit der Zeit [67]. Aber auch bei höheren Temperaturen ist die Elektronenkonzentration im Leitungsband wesentlich kleiner als ohne tiefen Donatorzustand. Um diese Effekte zu vermeiden, sollte man möglichst Materialien verwenden, bei denen der DX^- -Zustand höher als der d^+ -Zustand ist ($x < 0,22$ oder $x > 0,85$ bei $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$).

Sind Si-dotierte $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Schichten in der Probe enthalten, so kann man sie nur oberhalb 200 K und unterhalb 50 K reproduzierbar untersuchen. Im dazwischenliegenden Temperaturbereich liegen die Zeiten τ_1 und τ_2 im Bereich von Sekunden und Minuten. Die Elektronenkonzentration in diesen Schichten hängt stark von der Vorgeschichte der

Probe nach Abkühlung unter 200 K ab.

Bei Temperaturen unter 20 K beträgt die Abklingzeit viele Stunden. Nach der elektrischen oder optischen Aktivierung sollte man dennoch einige Minuten warten, bis die *schnelle* Komponente [vgl. Bildeinsatz in Abb. 4.6(a)] abgeklungen ist und sich die Leitfähigkeit wieder etwas verringert hat. Danach ändert sich die Leitfähigkeit kaum noch. Bei der Untersuchung der Statistik der Domänenendynamik (Abschnitt. 5.2), bei der es sehr genau auf die Leitfähigkeit ankam, musste auf die langsame Verschiebung des Plateaus geachtet werden. Die Spannung durfte bei den Messungen 8 V nicht überschreiten, da sonst die Leitfähigkeit wieder erhöht worden wäre.

Kapitel 5

Dynamisches Verhalten der Domänengrenze in hoch dotierten Proben

Um das dynamische Verhalten von selbstgenerierten Stromoszillationen in Übergittern besser zu verstehen, soll zunächst das dynamische Verhalten des Stromes bei Spannungssprüngen in einem Übergitter mit einer statischen Feldverteilung untersucht werden. Die Interpretation des Stromverhaltens bei Schaltexperimenten liefert einen tieferen Einblick in die mikroskopischen Prozesse der Bewegung der Domänengrenze.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden drei mögliche Bewegungen der Domänengrenze beim Schalten der Spannung von einem Ast in den benachbarten sowie bei schnellen Sweepmessungen untersucht. Der zweite Teil dieses Kapitels zeigt, wie man aus der Statistik der Schaltzeit des Stromes Aussagen über die Existenz von instabilen Ästen in der I - U -Kennlinie ableiten kann.

5.1 Bewegung der Domänengrenze

Die I - U -Kennlinie einer hoch dotierten Probe hat bei tiefer Temperatur eine Anzahl von charakteristischen Ästen, die der Periodenzahl des Übergitters entspricht (vgl. Abb. 2.9) [15]. Bei jeder Unstetigkeit des Stromes springt die Domänengrenze von einem Quantenpotf in den benachbarten [41]. Abbildung 5.1 zeigt die ersten fünf Äste der Kennlinie von Probe 9/4A. Die Äste sind charakteristisch für eine stabile Feldverteilung im Übergitter.

In früheren Arbeiten wurde gezeigt, wie nach plötzlichen Anlegen einer Gleichspannung eine Front durch die Probe läuft [68, 69]. Luo *et al.* untersuchten die Antwortzeiten des Stromes bei kleinen Spannungssprüngen von einem Ast zu den benachbarten [70]. Für etwas größere Sprünge zu höheren Spannungen wurde ein gänzlich anderes Verhalten des Stromes beobachtet. Dieses Stromverhalten konnte mit dem *Sequential-Tunneling*-Modell von Amann *et al.* qualitativ gut beschrieben werden [34].

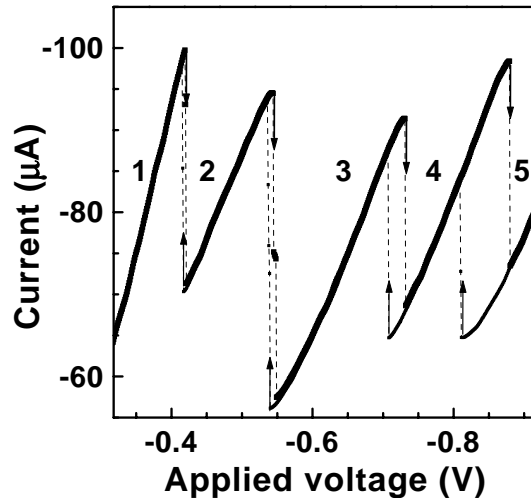


Abbildung 5.1: Zeitgemittelte I - U -Kennlinie der ersten fünf Äste von Probe 9/4A bei Spannungssweeps von 0 bis -6 V und -6 bis 0 V bei 5 K.

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von systematischen Schaltexperimenten von einem Stromast in einen der benachbarten dargestellt. Die Domänendynamik wurde mit Hilfe des zeitlichen Verhaltens des Stromes für Spannungssprünge der Probe 9/4A bei einer Temperatur von 5 K untersucht. An das Übergitter wurde eine Rechteckspannung zwischen den Spannungen V_0 und V_1 mit einer Frequenz von 1 kHz angelegt. Die Frequenz wurde so klein gewählt, damit sich die Ladungsträgerverteilung zwischen den einzelnen Messungen stabilisieren konnte. Am anderen Kontakt der Probe wurde über den $50\ \Omega$ -Eingang eines Verstärkers der Strom durch das Übergitter mit einem Echtzeit-Oszilloskop gemessen (s. Abb. 3.7). Für alle Sprünge zu kleineren Spannungen (*Downjumps*) sowie für kleine Sprünge zu einer größeren Spannung (*kleine Upjumps*) bewegt sich die Domänengrenze direkt zu ihrer Endposition. Dagegen findet für größere Upjumps, bei denen der anfängliche Maximalstrom größer als ein bestimmter Wert ist, eine kompliziertere Bewegung mehrerer Fronten im Übergitter statt.

5.1.1 Sprünge zu kleineren Spannungen: Monopolbewegung

Bei Spannungssprüngen zu kleineren Spannungen bewegt sich die Domänengrenze in Richtung Kollektor, d. h., die Akkumulationsschicht bewegt sich mit dem Fluss der Elektronen durch das Übergitter. Abbildung 5.2(a) zeigt das Verhalten des Stromes für Sprünge von einer Spannung (V_0) auf dem dritten Ast der Probe 9/4A zu drei kleineren Werten (V_1). Aufgrund des *Verschiebungsstromes* I_{disp} ($j_{\text{disp}} = \epsilon\epsilon_0 \partial F / \partial t$) [68, 70] fällt der Strom nach dem Spannungssprung vom Anfangswert I_0 zunächst sehr schnell auf einen Minimalwert

$$I_p = I_0 + I_{\text{disp}} = I_0 + \epsilon\epsilon_0 \frac{A}{L} \frac{dV}{dt} \quad (5.1)$$

ab. A bezeichnet die Fläche der Mesa, L die Länge und $\epsilon \approx 12$ die mittlere Dielektrizitätskonstante des Übergitters.

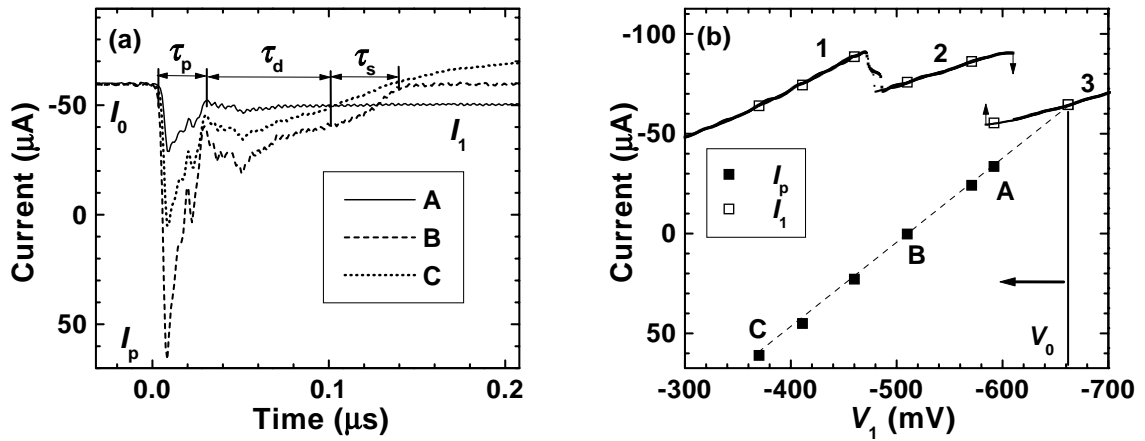


Abbildung 5.2: (a) Gemittelttes Zeitverhalten des Stromes sowie (b) Spitzen- (I_p) und Endstrom (I_1) für Sprünge vom dritten Ast zu kleineren Endspannungen $V_1 = A, B, C$ wie angegeben im Vergleich zur I - U -Kennlinie (durchgezogene Linie) von Probe 9/4A bei $T = 5$ K.

Liegen V_0 und V_1 auf dem selben Ast (Kurve A), wird der Endwert I_1 nach der kurzen Zeit der Stromspitze $\tau_p \approx 30$ ns erreicht. Für Sprünge auf einen anderen Ast *verharret* der Strom nach der Spitze zunächst für eine gewisse Zeit τ_d auf einem niedrigeren Wert, bevor er innerhalb einer Zeit τ_s auf seinen Endwert steigt (Kurven B und C).

Abbildung 5.2(b) zeigt die Werte für den Spitzen- (I_p) und den Endstrom (I_1) als Funktion der Endspannung V_1 sowie die entsprechenden I - U -Kennlinien für beide Sweeprichtungen. Wie in Gl. (5.1) beschrieben, verringert sich I_p linear mit abnehmendem V_1 unabhängig von den Ästen. Für große Sprünge kann der Strom sogar kurzzeitig in die entgegengesetzte Richtung fließen. Der Endwert I_1 liegt immer auf der *Downsweep*-Kennlinie (offene Quadrate).

Amann *et al.* [34] und Carpio *et al.* [71] berechneten für ein 9/4 Übergitter numerisch die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Strom einer *vollständig entwickelten Akkumulationsschicht*, welche die Niederfelddomäne auf der Emmitterseite von der Hochfelddomäne auf der Kollektorseite trennt, sowie einer *Verarmungsschicht*, bei der sich die Hochfelddomäne auf der Emmitterseite und die Niederfelddomäne auf der Kollektorseite befindet. Abbildung 5.3 zeigt die Resultate. Liegt die Stromstärke zwischen den Werten I_l und I_u , die durch das Minimum bzw. Maximum des Stromastes in der I - U -Kennlinie definiert sind, bewegt sich die Akkumulationsschicht nicht, d. h., die Feldverteilung ist *stabil*. Nähert man sich den Enden des *stabilen* Strombereiches, so nimmt die Ladungsträgerkonzentration im benachbarten Quantentopf langsam zu. Die Feldverteilung bleibt aber stabil. Wenn entweder $I < I_l$ oder $I > I_u$ ist, so bewegt sich die Akkumulationsschicht zum Kollektor bzw. Emmitter. Für Werte nahe diesen kritischen Strömen skaliert die Geschwindigkeit der Akkumulationsschicht wie [34, 71]

$$|v_{\text{accu}}| \sim \sqrt{|I - I_{u/l}|}. \quad (5.2)$$

Dagegen bewegt sich die Verarmungsschicht *immer* in Richtung Kollektor. Deswegen

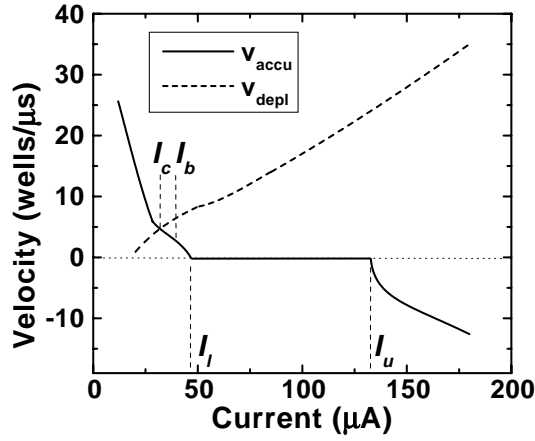


Abbildung 5.3: Berechnete Abhängigkeit der Geschwindigkeiten v_{accu} und v_{depl} einer Akkumulations- bzw. Verarmungsschicht in Abhängigkeit vom Strom in einem hoch dotierten 9/4-Übergitter (nach [34]).

gibt es im *stationären* Fall keine Verarmungsschicht in diesem Übergitter. Die Geschwindigkeit ist in etwa proportional zum Strom

$$v_{\text{depl}} \sim I. \quad (5.3)$$

Die Zeiten $\tau_{\text{reloc}} = \tau_p + \tau_d + \tau_s$ bis zum Erreichen der Stromendwerte der in Abb. 5.2(a) dargestellten Stromverläufe (Kurven A, B, C) sind kürzer als $0,2 \mu\text{s}$. Abbildung 5.4(a) zeigt weitere Beispiele für Sprünge zum nächsten (Kurven D und E) sowie zum übernächsten Ast (Kurve F). Bei den Kurven D und F beträgt τ_{reloc} mehr als eine Mikrosekunde. An diesen Beispielen sieht man sehr deutlich, wie der Strom eine gewisse Zeit τ_d auf einem geringeren Wert verharrt, bevor er seinen Endwert annimmt. Dieser Zwischenwert ent-

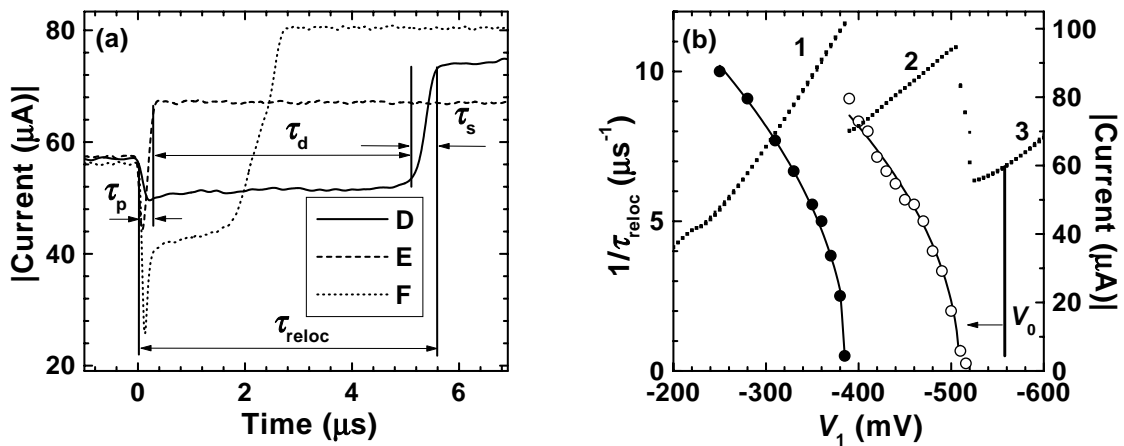


Abbildung 5.4: (a) Beispiele für das Verhalten des Stromes mit längerer Antwortzeit τ_{reloc} als in Abb. 5.2 und (b) IU -Kennlinie und Abhängigkeit reziproken Antwortzeit von V_1 . Die Messdaten (Kreise) wurden mit wurzelförmigen Funktionen (Linien) angepasst.

spricht etwa dem Strom, den der Nachbarast, des endgültigen Astes bei dieser Spannung besitzt.

Abbildung 5.4(b) zeigt die *reziproke* Antwortzeit $1/\tau_{\text{reloc}}$ als Maß für die mittlere Frontgeschwindigkeit v_{accu} in Abhängigkeit von der Endspannung V_1 . Für Sprünge kurz hinter die Diskontinuität des Stromes in der I - U -Kennlinie verharrt das System lange Zeit in einem metastabilen Zustand, d. h., $1/\tau_{\text{reloc}}$ ist sehr klein. Bei Verringerung der Endspannung nimmt dieser Wert etwa wurzelförmig zu (offene Kreise). Der *Spitzenstrom* I_p hängt *linear* von der Spannungsdifferenz $V_1 - V_0$ ab [vgl. Gl. (5.1)], so dass diese Ergebnisse sehr gut mit der wurzelförmigen Abhängigkeit der Frontgeschwindigkeit vom *Strom* [Gl. (5.2)] übereinstimmen.

Liegt die Endspannung V_1 auf dem übernächsten Ast, ist $1/\tau_{\text{reloc}}$ zunächst ebenfalls klein und nimmt auch wieder *wurzelförmig* mit abnehmender Endspannung V_1 zu [volle Kreise in Abb. 5.4(b)]. Während der Verzögerungszeit τ_d befindet sich die Akkumulationsschicht im benachbarten Quantentopf der endgültigen Position. Hier hängt der zwischenzeitliche Stromwert auch etwa *linear* von $V_1 - V_l$ ab, wobei V_l die minimale Spannung des benachbarten Astes ist. So hängt auch in diesem Fall $1/\tau_{\text{reloc}}$ *wurzelförmig* von V_1 ab.

Generell kann auch für Sprünge, bei denen Anfangs- und Endast weiter voneinander entfernt sind, gesagt werden, dass sich die Akkumulationsschicht mit einer relativ hohen Geschwindigkeit bis zum benachbarten Quantentopf der endgültigen Position bewegt, dort für eine gewisse Zeit τ_d verweilt und dann in ihre endgültige Position springt. Je dichter die Endspannung hinter einer Diskontinuität in der I - U -Kennlinie liegt, desto länger ist τ_d . Die Verschiebung der Domänengrenze kann in dieser Sprungrichtung *immer* mit einer einfachen Monopolbewegung beschrieben werden.

5.1.2 Sprünge zu größeren Spannungen: Monopolbewegung und Dipolgeneration

Abbildung 5.5(a) zeigt den Stromverlauf für Spannungssprünge vom dritten zum vierten Ast. Für kleine Sprünge zu höheren Spannungen verhält sich der Strom ähnlich wie für Sprünge zu kleineren Spannungen. Nach der Verschiebungsstromspitze, die jetzt positiv ist, verharrt der Strom für eine Zeit τ_d auf einem instabilen Teil des anfänglichen Astes und springt dann zu seinem Endwert [Kurve A in Abb. 5.5(a)]. Der Spitzenstrom I_p nimmt auch hier linear mit der Spannungsdifferenz zu [Abb. 5.5(b)]. Die reziproke Antwortzeit ändert sich ebenfalls wurzelförmig mit V_1 .

Ist dagegen V_1 nur ein wenig größer [Kurve B in Abb. 5.5(a)], so verhält sich der Strom gänzlich anders. Nach der Verschiebungsstromspitze fällt der Strom auf einen Wert weit unterhalb des stabilen Bereichs der I - U -Kennlinie ab. Hier fluktuiert er um diesen Wert für eine Zeit $\tau_{\text{dipole}} \approx 2 \mu\text{s}$ und steigt dann zwischenzeitlich für eine Zeit τ_d auf einen Wert, den der verlängerte *fünfte* Ast bei V_1 besitzt, um dann auf seinen Endwert zu gelangen. Abbildung 5.5(b) zeigt, dass der Endwert des Stromes I_1 für größere Sprünge auf der *Downsweep-Kennlinie* liegt, obwohl die Spannung erhöht wurde.

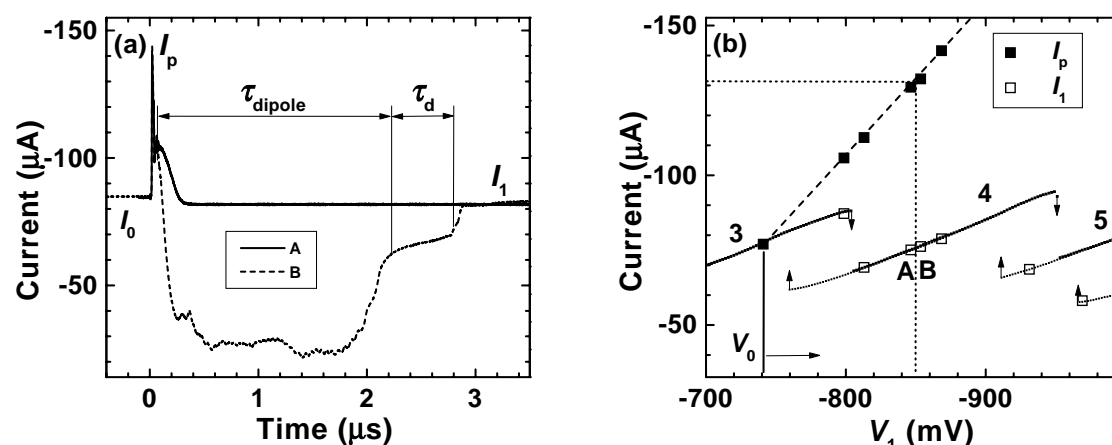


Abbildung 5.5: (a) Zeitverhalten des Stromes sowie (b) Spitzen- (I_p) und Endstrom (I_1) für Sprünge vom dritten Ast zu Spannungen V_1 auf dem vierten Ast der Probe 9/4. Obwohl sich die beiden Endspannungen von A und B kaum unterscheiden [wie in (b) gezeigt], verhält sich der Strom gänzlich anders.

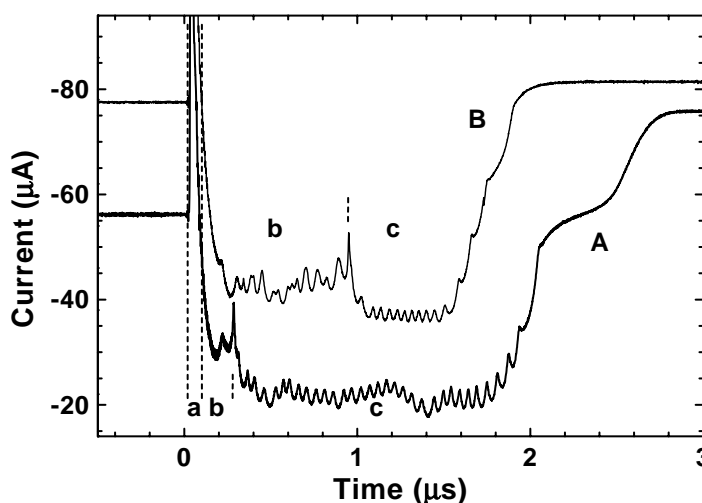


Abbildung 5.6: Ensemblegemitteltes Zeitverhalten des Stromes für Sprünge vom 3. zum 5. (Kurve A) und vom 10. zum 13. Ast (Kurve B) der I - U -Kennlinie von Probe 9/4A gemessen bei 5 K. Kurve B ist um $25 \mu\text{A}$ verschoben.

In Abb. 5.6 ist das Stromverhalten für Spannungssprünge vom 3. zum 5. Ast (Kurve A) sowie vom 10. zum 13. Ast (Kurve B) dargestellt. Diese Messungen sind ensemblegemittelt, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu erhöhen. Nach der Verschiebungsspitze **a** folgen bei einem kleinen mittleren Strom kleine Stromspitzen **b** mit *unregelmäßiger* Amplitude. Dieser Bereich wird durch eine etwas größere Spitze abgeschlossen. Dann folgt der Bereich **c** bei einem noch kleineren mittleren Strom mit *regelmäßigen* Spitzen. Anschließend steigt der Strom wieder an und erreicht seinen Endwert. Da die Messungen ensemblegemittelt sind, sieht man, dass die zeitlichen Positionen der einzelnen Stromspitzen deterministisch sind. Dagegen fluktuiert die Verzögerungszeit für den letzten Sprung

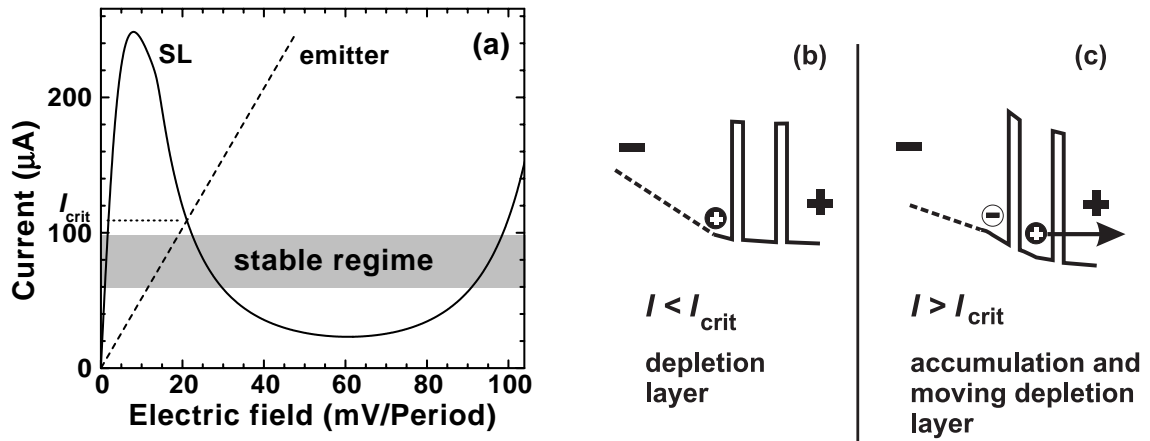


Abbildung 5.7: (a) Schematischer Vergleich der Stromstärke-Feld-Charakteristiken von Übergitter (SL) und Emitter. (b) Für $I < I_{\text{crit}}$ befindet sich eine Verarmungsschicht zwischen beiden, (c) für $I > I_{\text{crit}}$ eine Akkumulationsschicht, wobei sich die anfängliche Verarmungsschicht vom Emitter löst.

τ_d stochastisch, weshalb dieser Sprung in Abb. 5.6 im Gegensatz zu Abb. 5.5(a) ausgeschmiert ist.

Aus zahlreichen Messungen von verschiedenen Anfangsständen N_0 zu verschiedenen Endständen N_1 der I - U -Kennlinie zeigt sich, dass die Anzahl der Stromspitzen im Bereich **c**

$$N(\mathbf{c}) \approx N_{\text{SL}} - N_0 - N_1 \quad (5.4)$$

ist. Für Sprünge mit $N_0 + N_1 > N_{\text{SL}}$ wird der Bereich **c** *nicht* beobachtet. Die Dauer von Bereich **b** ist in etwa proportional zu N_1 . Hier können die einzelnen Stromspitzen nicht aufgelöst werden.

Wie kommt dieses eigenartige Verhalten des Stromes zustande? Zunächst muss man den Ladungsträgertransport zwischen Emitterkontaktschicht und der ersten Übergitterbarriere betrachten [34]. Der Emitter wird als ohmscher Kontakt mit einer effektiven Leitfähigkeit $\sigma_{\text{emitter}} < \infty$ angenommen. In Abb. 5.7(a) ist die Wechselwirkung zwischen dem Emitter und den ersten beiden Übergitterbarrieren schematisch dargestellt. Die Kennlinie des Emitter kreuzt die homogene Kennlinie des Übergitters bei einem kritischen Strom I_{crit} in einem Gebiet der negativen differentiellen Leitfähigkeit. Im statischen Fall ist der Strom kleiner als I_{crit} . Die Feldstärke an der ersten Barriere F_- ist kleiner als die in der Emitterschicht. Aufgrund der Poissonsgleichung [Gl. (2.8)] muss sich dann dort eine schwache (nicht so stark wie die zwischen Nieder- und Hochfelddomäne) Verarmungsschicht befinden [Abb. 5.7(b)]. Diese bewegt sich nicht.

Ist der Strom aber größer als I_{crit} , was z. B. kurzzeitig durch die positive Verschiebungsstromspitze [Gl. (5.1)] vorkommen kann, so fließen mehr Elektronen in die Schicht zwischen Emitter und erster Barriere als abfließen können. Die Feldstärke an der ersten Barriere erhöht sich kurzzeitig, während sich zwischen erster und zweiter Barriere eine Verarmungsschicht ausbildet, da die Feldstärke an der zweiten Barriere etwas kleiner ist als an der ersten [Abb. 5.7(c)]. Diese Verarmungsschicht bewegt sich vom Emitter weg

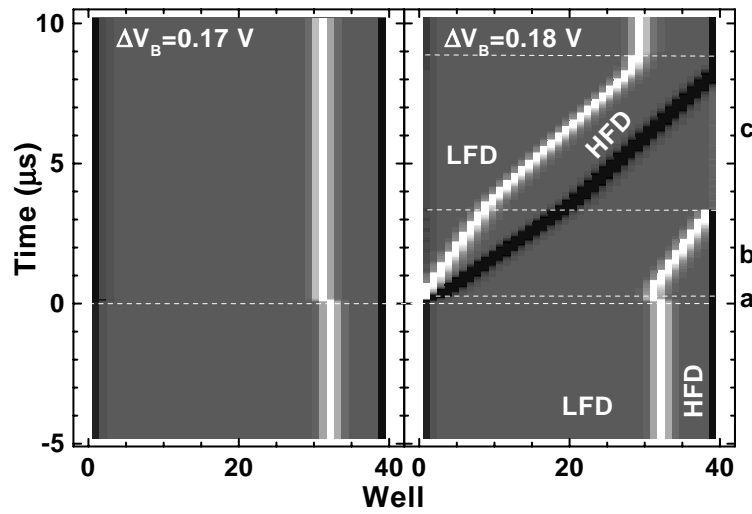


Abbildung 5.8: Berechnete Bewegung der Fronten während eines Schaltprozesses durch (a) einfache *Monopolbewegung* bzw. (b) den *Tripolprozess* für Sprünge vom achten Ast zu höheren Spannungen wie angegeben [72]. Akkumulations- und Verarmungsschichten sind weiß bzw. schwarz dargestellt.

und nimmt dabei an Intensität zu, bis sie so stark ist, dass sie eine Hochfelddomäne auf der Kollektor- von einer Niederfelddomäne auf der Emittersseite trennt. Wie in Abb. 5.3 gezeigt wurde, bewegt sich diese dann immer in Richtung Kollektor.

Für die Probe 9/4A muss nach Gl. (2.8) die Elektronendichte für eine vollständig ausgeprägte Akkumulations- bzw. Verarmungsschicht $n_{2d} = \pm 6,1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ betragen. Die Probe ist aber nominell nur mit $N_{2d} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pro Quantentopf dotiert. Da man nicht mehr Elektronen entfernen kann, als Donatoren vorhanden sind, muss die Verarmungsschicht über *mindestens vier* Übergitterperioden ausgedehnt sein.

Nachdem die Entstehung der Verarmungsschicht geklärt ist, soll nun das Verhalten des Stromes für größere Sprünge zu höheren Spannungen im Detail beschrieben werden. Abbildung 5.8 zeigt die berechnete Dynamik der Fronten für zwei Spannungssprünge vom achten zum neunten Ast; (a) den einfachen *Monopolsprung* und (b) den *Tripolprozess*. Die drei a, b und c in Abb. 5.8 Phasen entsprechen den in Abb. 5.6 gekennzeichneten Bereichen.

Die drei Phasen des Tripolprozesses werden im Folgenden beschrieben:

Phase a: „Verschiebungsstromspitze“

Während der Verschiebungsstromspitze bewegt sich die Akkumulationsschicht entgegen der Elektronenflussrichtung zu ihrer Endposition. Entsteht aber am Emitter eine Akkumulationsschicht, so löst sich die Verarmungsschicht vom Emitter ab, wie oben beschrieben wurde. Sie hinterlässt eine Hochfelddomäne. Da die angelegte Spannung aber konstant ist, muss sich die *Feldstärke in der Hochfelddomäne verringern*. Wegen der homogenen

Kennlinie (Abb. 2.7) muss sich dann aber auch der *Strom stark verringern*.

Phase b: „Tripol“

Nun ist der Strom auf einen Wert unterhalb der Minima der Äste gefallen, bei dem sich Akkumulations- [Gl. (5.2)] und Verarmungsschicht [Gl. (5.3)] in Richtung Kollektor bewegen. Da der Strom nun auch wieder kleiner als I_{crit} ist, ist am Emitter eine neue Akkumulationsschicht entstanden. Diese bewegt sich mit der gleichen Geschwindigkeit wie die ursprüngliche Akkumulationsschicht in Richtung Kollektor. In diesem Moment befinden sich *drei* bewegende Fronten („Tripol“) im Übergitter, die es abwechselnd in zwei Hoch- und zwei Niederfelddomänen teilen [Bereich **b** in Abb. 5.8(b)]. Da die angelegte Spannung konstant ist, muss die Anzahl der Perioden in den Hochfelddomänen konstant bleiben, d. h., die *Summe der Geschwindigkeiten* der beiden Akkumulationsschichten muss gleich der Geschwindigkeit der Verarmungsschicht sein ($2 \cdot v_{\text{accu}} = v_{\text{depl}}$). Der mittlere Strom stellt sich also so ein, dass diese Bedingung erfüllt ist (I_b in Abb. 5.3). Da die Sprünge der beiden Akkumulationsschichten über die einzelnen Quantentöpfe nicht exakt korreliert sind, erkennt man unregelmäßige Stromspitzen im Bereich **b** in Abb. 5.6.

Phase c: „Dipol“

Wenn die ursprüngliche Akkumulationsschicht den Kollektor erreicht hat (sichtbar als größere Stromspitze in Abb. 5.6), so befinden sich nur noch die beiden neuen Fronten („Dipol“) im Übergitter. Damit die Anzahl der Übergitterperioden in der Hochfelddomäne während der Bewegung konstant bleibt, muss sich der Strom jetzt weiter auf I_c verringern, dass sich beide Fronten mit der *gleichen Geschwindigkeit* bewegen ($v_{\text{accu}} = v_{\text{depl}}$, I_c in Abb. 5.3). Die springende Bewegung der Akkumulationsschicht erkennt man an den regelmäßigen Stromspitzen im Bereich **c** in Abb. 5.6. Die Bewegung der Verarmungsschicht ist im Zeitverhalten des Stromes nicht direkt erkennbar, da sie über einige Perioden ausgeht. Wenn die Verarmungsschicht den Kollektor erreicht, verringert sich die Anzahl der Übergitterperioden in der Hochfelddomäne. Die Feldstärke steigt und somit auch der Strom. In diesem Moment befindet sich die neue Akkumulationsschicht im benachbarten Quantentopf der endgültigen Position. Es liegt die gleiche Situation vor wie bei den oben beschriebenen Sprüngen zu *kleineren* Spannungen. Auch hier verweilt der Strom für eine gewisse Zeit τ_d auf einem niedrigeren Wert, bevor er den Endwert erreicht.

5.1.3 Schnelle Spannungssweeps

Bis jetzt wurden die Schaltexperimente bei kurzen Schaltzeiten ($\Delta t \approx 8 \text{ ns}$) durchgeführt. Der Spitzenstrom, bei dem der Übergang zwischen Monopolbewegung und Tripolprozess ($I'_{\text{crit}} \approx 140 \text{ mA}$) stattfindet, hängt bei diesen Messungen auch von der Anfangsspannung V_0 ab. Da die Stromspitze *sehr kurz* ist, können nicht genügend Elektronen zwischen Emitter und erster Barriere gelangen und die Feldstärke an der ersten Barriere erhöhen,

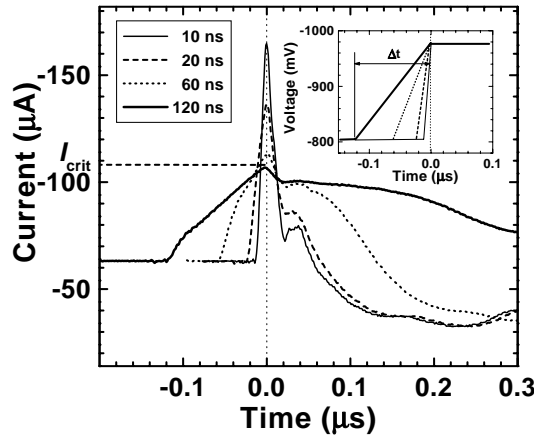


Abbildung 5.9: Ensemble-gemitteltzeitliches Verhalten des Stromes für Spannungsänderungen mit verschiedenen Rampenzeiten wie im Bildeinsatz gezeigt. Sinkt der maximale Strom unter $I_{\text{crit}} = 105 \mu\text{A}$, findet nur eine einfache Monopolbewegung statt.

obwohl der Strom größer als der tatsächliche Wert I_{crit} ist (vgl. Abb. 5.7). Um I_{crit} zu bestimmen, wurde die Anstiegszeit der Spannung verlängert.

Abbildung 5.9 zeigt das Verhalten des Stromes für lineare Spannungsänderungen vom dritten zum vierten Ast mit verschiedenen Rampenzeiten Δt . Bei kurzen Zeiten findet der Tripolprozess statt. Verlängert man Δt , so wird der Spitzenstrom [Gl. (5.1)] kleiner und die Spitze dauert länger. Die Elektronen können über eine *längere Zeit* die anfängliche Verarmungsschicht am Emitter auffüllen und diese in eine Akkumulationsschicht umwandeln. Bei $\Delta t = 60 \text{ ns}$ verzögert sich der Beginn der Tripolbewegung. Die Verarmungsschicht am Emitter bewegt sich zu Beginn nur langsam. Für noch längere Rampenzeiten ($\Delta t = 120 \text{ ns}$) ist der Spitzenstrom kleiner als der *kritische Wert* $I_{\text{crit}} = 105 \mu\text{A}$, weshalb sich die Verarmungszone nicht vom Emitter löst. Die ursprüngliche Akkumulationsschicht im Übergitter springt einfach in den benachbarten Quantentopf [Abb. 5.8(a)].

Das folgende Experiment zeigt, dass der Wert I_{crit} für die gesamte Probe konstant ist und nicht von einzelnen Quantentöpfen abhängt. Abbildung 5.10 zeigt das Verhalten des Stromes, wenn man eine *Dreiecksspannung* an die Probe anlegt. Ändert man die Spannung *langsam* über einen größeren Spannungsbereich (dünne Linie in Abb. 5.10), so springt die Akkumulationsschicht von Topf zu Topf, immer dann, wenn I_u über- bzw. I_l unterschritten wird (vgl. Abb. 5.3). Man erhält die normale statische I - U -Kennlinie. Mit zunehmender Sweepgeschwindigkeit werden die Äste in beiden Sweeprichtungen länger, da die Domänengrenze wegen der Verzögerungszeit τ_d nicht sofort springt, wenn I_u über- bzw. I_l unterschritten wird. Die Sprünge sind dann auch nicht plötzlich, da die Schaltzeit τ_s etwa 100 ns beträgt. Der Verschiebungsstrom ist bei diesen Sweepgeschwindigkeiten kleiner als $1 \mu\text{A}$ und kann vernachlässigt werden.

Bei einer Sweepgeschwindigkeit von $300 \text{ mV}/\mu\text{s}$ erreicht der Strom auf dem elften Ast den kritischen Wert $I_{\text{crit}} = 105 \mu\text{A}$ und der Tripolprozess setzt ein. Während des Downsweeps ist die Stromstärke für etwa $2 \mu\text{s}$ kleiner als $40 \mu\text{A}$, bevor sie in die Nähe der statischen I - U -Kennlinie zurückkehrt. Erhöht man die Sweepgeschwindigkeit weiter, so

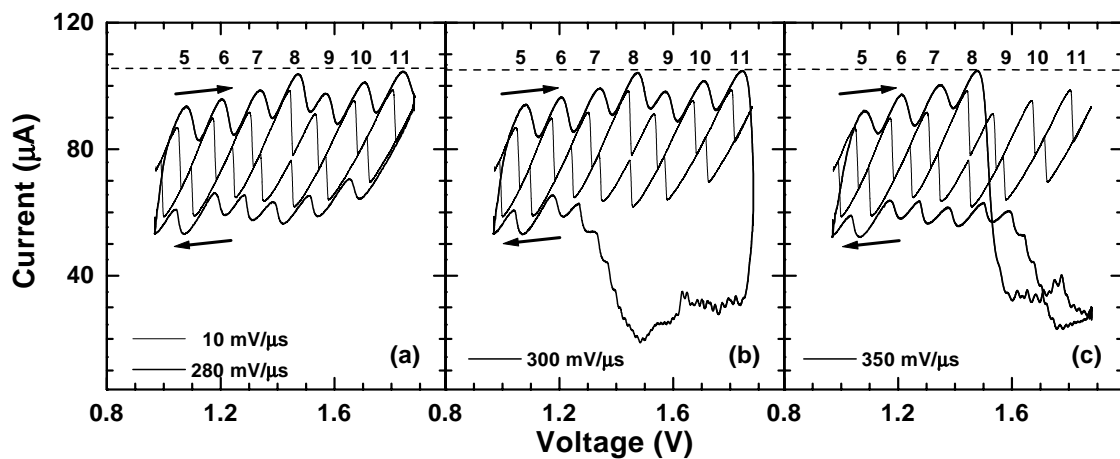


Abbildung 5.10: Strom als Funktion der Spannung für schnelle Dreiecksspannungen vom fünften zum zwölften Ast mit verschiedenen Sweepraten (a) $280 \text{ mV}/\mu\text{s}$, (b) $300 \text{ mV}/\mu\text{s}$ und (c) $350 \text{ mV}/\mu\text{s}$ im Vergleich zu einer langsamen Sweeprate von $10 \text{ mV}/\mu\text{s}$. Wenn der kritische Strom erreicht wird, beginnt der Tripolprozess.

wird I_{crit} schon beim achten Ast erreicht und der Tripolprozess setzt ein.

Das theoretische Modell von Amann *et al.* [73] sagt für ein 9/4-Übergitter voraus, dass bei schnellen Upsweeps die Amplitude der Äste kleiner wird und der mittlere Strom zunimmt. Diese Aussagen stimmen mit den Ergebnissen der Experimente überein. Amann zeigt weiterhin, dass für sehr schnelle Sweeps die Äste vollständig verschwinden und der Strom klein wird, was auf die Entstehung und Bewegung einer Verarmungsschicht hindeutet. Bei diesen theoretischen Ergebnissen ist der kritische Strom I_{crit} in etwa doppelt so groß wie das Maximum der Äste. Dagegen ist bei der gemessenen Probe I_{crit} nur etwa 20% größer als das Maximum der Stromäste. Folglich kann das vollständige Verschwinden der Äste bei sehr schnellen Sweeps in unserer Probe nicht beobachtet werden.

Die letzten beiden Experimente sind Belege dafür, dass die kritische Stromstärke I_{crit} für die gesamte Probe bei dieser Polarität eine universelle Größe ist und nicht von den Maxima der einzelnen Äste abhängt. Somit wird die Annahme bekräftigt, dass der Emittterkontakt die Ursache für I_{crit} ist. In Kapitel 6.2 wird gezeigt, wie sich I_{crit} mit steigender Temperatur oder entgegengesetzter Polarität verringert, und wie sich dadurch eine Möglichkeit für selbstgenerierte Stromoszillationen ergibt.

5.2 Statistik der Domänengrenzenverschiebung

In diesem Abschnitt wird die Statistik der Antwortzeit der Stromes bei Schaltexperimenten untersucht. Aus der Änderung der zeitlichen Verteilungsfunktion mit der Endspannung können Aussagen über die Bewegung der Domänengrenze sowie die Existenz von instabilen Teilen der Stromäste getroffen werden.

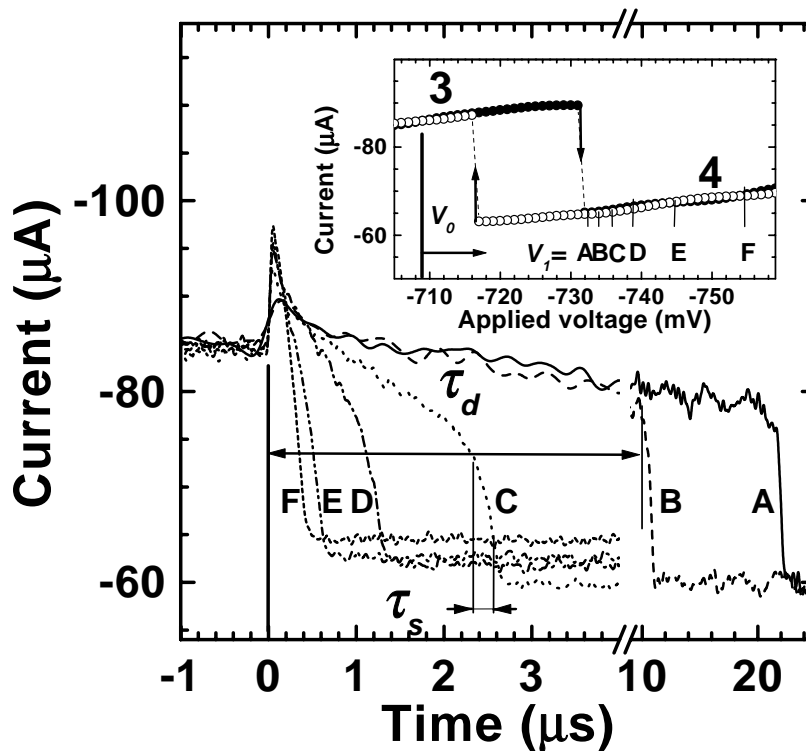


Abbildung 5.11: Typische Zeitverläufe des Stromes der Probe 9/4A für Spannungssprünge von V_0 auf dem dritten Ast zu verschiedenen Spannungen V_1 (A bis F, wie an der I - U -Kennlinie im Bildeinsatz angegeben) auf dem vierten Ast, gemessen bei 5 K. Die Bedeutung der Verzögerungszeit τ_d und die Schaltzeit τ_s sind gezeigt. Je dichter die Endspannung V_1 an der Diskontinuität der I - U -Kennlinie liegt, desto länger ist die Antwortzeit τ_{reloc} .

5.2.1 Zeitliches Verhalten des Stroms

Für die Untersuchung der Schaltzeitstatistik wurde im Prinzip das gleiche Experiment wie im vorigen Abschnitt beschrieben durchgeführt. Neben der direkten Messung des Stromverlaufes bietet das Echtzeitoszilloskop die Möglichkeit, die Zeit τ_{reloc} zwischen dem Spannungssprung (Trigger) und der Stromantwort für viele Schaltvorgänge zu messen und die zeitliche Verteilungsfunktion in Form eines Histogramms darzustellen.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt konzentrieren sich auf Spannungssprünge vom dritten zum Anfang des vierten Astes. Die Schaltzeitstatistik der Sprünge von anderen Ästen zum Anfang des benachbarten höheren bzw. zum benachbarten tieferen Ast zeigen qualitativ das gleiche Verhalten.

In Abb. 5.11 sind typische Stromverläufe für Spannungssprünge von einer Anfangsspannung V_0 auf dem dritten Ast zu verschiedenen Endspannungen V_1 auf dem vierten Ast, nahe der Diskontinuität, dargestellt. Während des Spannungssprungs ($\Delta t \approx 20$ ns) steigt der Strom durch die Probe zunächst sehr schnell wegen des Verschiebungsstromes an. Nach dieser Verschiebungsstromspitze verringert sich der Strom während einer

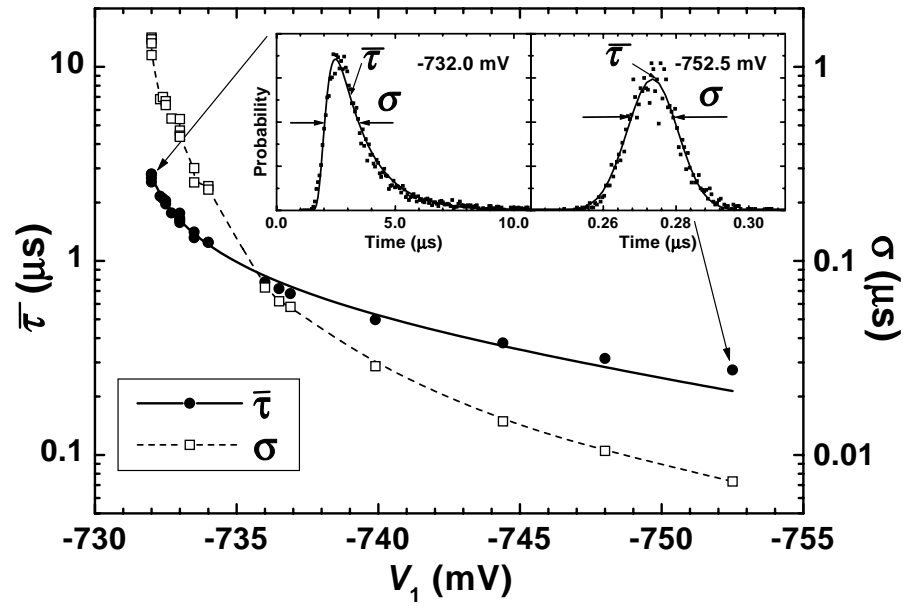


Abbildung 5.12: Mittelwerte $\bar{\tau}$ (Kreise) und Breiten σ (offene Quadrate) der Verteilungsfunktionen der Antwortzeit τ_{reloc} für Spannungssprünge von $V_0 = -650$ mV (dritter Ast) zu verschiedenen Spannungen V_1 auf dem vierten Ast. Die Bildeinsätze zeigen zwei gemessene Verteilungsfunktionen für die jeweils angegebene Spannung.

Verzögerungszeit τ_d nur geringfügig bis zu einem kritischen Wert $I_s \approx 75 \mu A$. Nach dieser Zeit fällt die Stromstärke innerhalb einer kurzen Sprungzeit $\tau_s = 50 - 200$ ns auf ihren Endwert. Dieser Endwert entspricht der Stromstärke der Upsweep- I - U -Kennlinie (siehe Bildeinsatz in Abb. 5.11). Die Schaltzeit τ_s ändert sich in den dargestellten Messungen lediglich um den Faktor 3,5. Dagegen vergrößert sich die Verzögerungszeit τ_d von 200 ns für große Werte von V_1 bis über 20 μs für Werte von V_1 kurz oberhalb der Diskontinuität (vgl. F bis A in Abb. 5.11).

5.2.2 Statistik der Antwortzeit

Um die Statistik der Antwortzeit $\tau_{reloc} = \tau_d + \tau_s$ zu analysieren, wurde die Verteilungsfunktion direkt mit dem Oszilloskop gemessen. Zwei Beispiele sind in den Bildeinsätzen von Abb. 5.12 dargestellt. Die Formen beider Verteilungen unterscheiden sich deutlich. Das Hauptdiagramm von Abb. 5.12 zeigt die Abhängigkeit der gemittelten Zeiten $\bar{\tau}$ (Kreise) und die entsprechenden Breiten der Verteilung σ (offene Quadrate) in Abhängigkeit von V_1 .

Für Spannungen V_1 weit von der Diskontinuität entfernt ist die zeitliche Verteilungsfunktion sehr schmal, symmetrisch und *gaußförmig* (vgl. Bildeinsatz für $V_1 = -752,5$ mV in Abb. 5.12). Dagegen besitzt die Verteilung für Spannungen nahe der Diskontinuität eine andere, *asymmetrische* Form mit einem steilen Anstieg für kurze Zeiten und einem langsamen Abfall für lange Zeiten (vgl. Bildeinsatz für $V_1 = -732,0$ mV in Abb. 5.12).

Außerdem vergrößert sich die mittlere Antwortzeit um mehr als eine Größenordnung. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungsfunktionen, die im nächsten Unterabschnitt beschrieben werden.

5.2.3 Theoretische Beschreibung

Wenn man zu einer Spannung auf den nächsthöheren Ast der I - U -Kennlinie springt, steigt die Stromstärke über einen Wert I_u , der durch das Strommaximum des anfänglichen Astes gegeben ist. Theoretische Modelle [34,40,71] zeigen, dass sich die Akkumulationsschicht dann in Richtung Emitter bewegt, d. h., die Schicht bewegt sich *entgegen* dem Strom der Elektronen. Da die *Akkumulationsschicht* bei dieser Dotierung ($n_{2d} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) aber fast ausschließlich in einem Quantentopf konzentriert ist, verbleibt sie zunächst im ursprünglichen Topf, während sich der *Schwerpunkt der Ladungsträgerverteilung* nach dem Spannungssprung in Richtung Emitter verschiebt, d. h., die Elektronenkonzentration im benachbarten Quantentopf wächst langsam an. Während dieser Zeit τ_d sinkt der Strom langsam, da die Resonanz im benachbarten Quantentopf verloren geht. Jetzt befindet sich das Übergitter auf einem *instabilen* Ast der I - U -Kennlinie, der normalerweise nicht erreicht werden kann. Dieser instabile Ast scheint bei einer Stromstärke von etwa $75 \mu\text{A}$ zu liegen, da der Strom auf seinen Endwert springt, wenn dieser Wert erreicht wird. Dieser Zustand wird bei einer kritischen Verschiebung des *Ladungsschwerpunktes* gegenüber dem *-maximum* instabil. Ist dieser kritische Zustand erreicht, bewegt sich das Ladungsmaximum innerhalb einer kurzen Schaltzeit τ_s in den benachbarten Quantentopf.

Beim *Sequential-Tunneling*-Modell [34,40] werden nur Mittelwerte von Geschwindigkeiten berechnet. Wenn man aber einen Zustand erzeugt, der sich nahe einem kritischen Punkt befindet, hängt die Zeit, die nötig ist, um die kritische Ladungsträgerverteilung zu erreichen, von *statistischen Prozessen* ab. Diese Prozesse haben eine symmetrische Verteilung um einen Mittelwert. Wegen dieser stochastischen Prozesse besitzt die Antwortzeit τ_{reloc} ebenfalls eine bestimmte Verteilung.

Für *große* Spannungssprünge hat der Ladungsschwerpunkt eine große Geschwindigkeit, da der Strom wesentlich größer als I_u ist. Die Ladungsträgerverteilung geht direkt in den Endzustand über; ein *Zwischenzustand existiert nicht*. Hier ist die Verteilungsfunktion der Antwortzeit τ_{reloc} sehr schmal und gaußförmig. Nach einer Normalisierung (Fläche=1, Mittelwert=1) kann sie mit der Formel

$$W(t, \bar{\tau}, \sigma) dt = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(t - \bar{\tau})^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (5.5)$$

beschrieben werden, wobei $\bar{\tau}$ der Mittelwert und σ ein Maß für die Breite der Gaußverteilung ist.

Für Spannungen V_1 nahe der Diskontinuität bewegt sich der Ladungsschwerpunkt dagegen nur langsam. Es sind *viele* stochastische Teilprozesse notwendig, um die kritische Ladungsträgerverteilung zu erreichen. Man kann die Bewegung des Ladungsschwerpunktes als eine eindimensionale stochastische Bewegung (*random walk*), bestehend aus einzelnen Schritten mit einer bestimmten Verteilung, ansehen. Mit diesem Modell wird u. a.

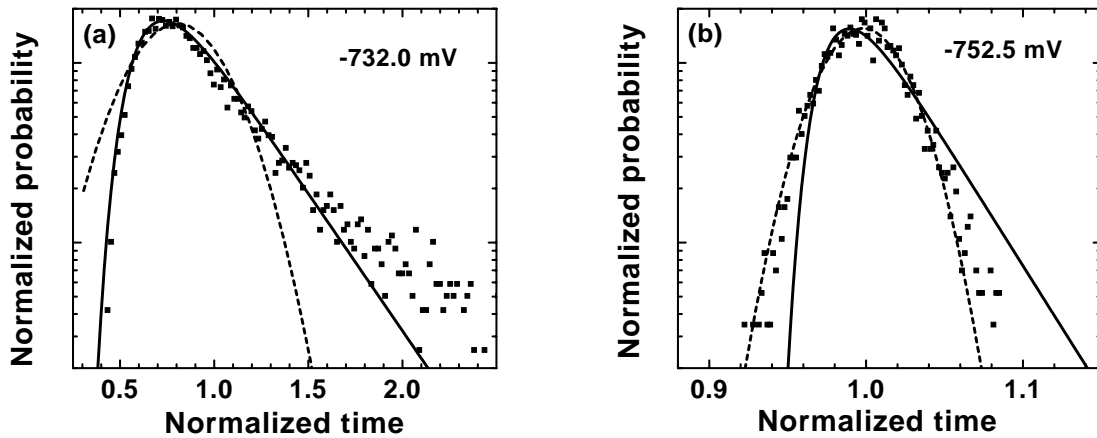


Abbildung 5.13: Gemessene Verteilungsfunktionen (Punkte) angepasst mit der FPT- (durchgezogene Linie) und der Gauß-Verteilung (gestrichelte Linie) für zwei Endspannungen (a) $V_1 = -732,0$ mV und (b) $V_1 = -752,5$ mV.

auch die eindimensionale *Brownsche Bewegung* eines Partikels durch Stöße mit Luftmolekülen beschrieben [74]. Die Verzögerungszeit τ_d wird dadurch bestimmt, nach welcher Zeit der Schwerpunkt der Ladungsträgerverteilung *zum ersten Mal* eine kritische Position erreicht. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung ist in der Literatur als *First-Passage-Time*- (FPT-)Verteilung bekannt und wird mit der Formel [74]

$$W(t, y', \beta) dt = \sqrt{y' \frac{2\beta}{\pi}} \exp\left(-\frac{\beta}{2} y' z^2\right) dz \quad (5.6)$$

beschrieben, wobei

$$y' = y_0^2/D \quad \text{und} \quad z = -\frac{1}{\sqrt{\exp(2\beta t) - 1}} \quad (5.7)$$

ist. Die Parameter β und $y' = y_0^2/D$ sind Koeffizienten der *Fokker-Planck-Gleichung* [74, 75]. Eine Vergrößerung von β verkleinert die Breite der Verteilung und verschiebt diese zu kürzeren Zeiten. Eine Vergrößerung von y' verschiebt die Verteilung im wesentlichen zu längeren Zeiten. Die FPT-Verteilung besitzt einen steil ansteigenden und einen breiten abfallenden Bereich, wie im Bildeinsatz von Abb. 5.12 für $V_1 = -732,0$ mV erkennbar ist.

Abbildung 5.13(a) zeigt in einer halblogarithmischen Darstellung die Anpassungen der FPT-Verteilung (durchgezogene Linie) und der Gaußverteilung (gestrichelte Linie) an die gemessene Verteilungsfunktion für Sprünge direkt hinter die Diskontinuität. Die Daten stimmen sehr gut mit der FPT-Verteilung überein. Mit zunehmender Endspannung $|V_1|$ wird die Verteilung deutlich schmaler, bleibt aber weiterhin asymmetrisch. Für $|V_1| > 735$ meV ist die Verteilung symmetrisch um einen Mittelwert verteilt und kann gut mit der Gaußfunktion angepasst werden [Abb. 5.13(b)].

Für jede gemessene Verteilungsfunktion wurde die quadratische Abweichung χ^2 von den beiden Modellfunktionen ermittelt. Abbildung 5.14 zeigt das Verhältnis $\chi_{\text{Gauß}}^2/\chi_{\text{FPT}}^2$ für die gemessenen Verteilungen in Abhängigkeit von V_1 . Es ist ein Maß dafür, welches

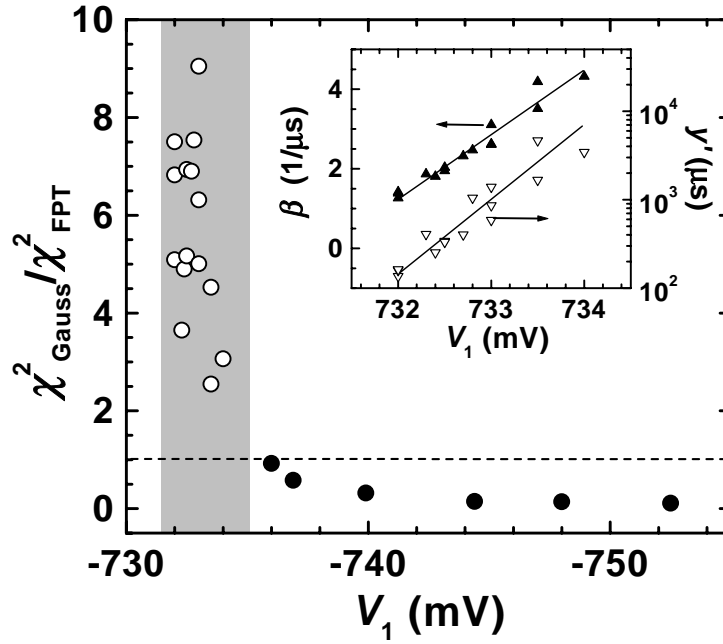


Abbildung 5.14: Verhältnis von $\chi^2_{\text{Gauß}}$ zu χ^2_{FPT} als Funktion der Endspannung V_1 . Ein Übergang zwischen beiden Verteilungsfunktionen findet bei -735 mV statt. Der Bildeinset zeigt die Abhängigkeit der Parameter β (volle Dreiecke) und y' (offene Dreiecke) von V_1 in dem Bereich, wo $\chi^2_{\text{Gauß}}/\chi^2_{\text{FPT}} > 1$ ist.

der beiden Modelle besser zu den gemessenen Verteilungen passt. Für $|V_1| < 735$ mV ($|V_1| > 735$ mV) ist das Verhältnis größer (kleiner) als eins, was bedeutet, dass die FPT-(Gauß-)Verteilung die gemessene Verteilung besser beschreibt.

Der Bildeinset von Abb. 5.14 zeigt die Abhängigkeit der beiden Anpassungsparameter β und y' als Funktion von V_1 in dem Spannungsbereich, in dem die Verteilungsfunktion besser durch die FPT-Verteilung beschrieben wird. In diesem Bereich hängt β linear und y' logarithmisch von der Spannung ab.

5.2.4 Existenz von instabilen Zuständen

Die plötzliche Änderung der Verteilungsfunktion der Schaltzeit τ_{reloc} konnte auch bei Sprüngen auf einen niedrigeren Ast sowie bei Sprüngen auf einen höheren Ast, bei denen ein Tripolprozess stattfindet (Kap. 5.1.2), beobachtet werden. Abbildung 5.15(a) zeigt das Verhältnis $\chi^2_{\text{Gauß}}/\chi^2_{\text{FPT}}$ in Abhängigkeit von der Endspannung V_1 für Sprünge vom dritten zum vierten und vom vierten zum dritten Ast. Für Endspannungen nahe der entsprechenden Diskontinuität des anfänglichen Astes ist die Statistik eine FPT-Verteilung. Diese Verteilung deutet auf instabile Zustände (Äste) hin, in denen das System verharrt, bevor es in den Endzustand übergeht. Bei Sprüngen vom dritten zum vierten Ast erstreckt sich dieser Bereich nur über 4 mV, in der anderen Sprungrichtung etwa über 45 mV.

Die Ursache für den großen Unterschied in der Größe der Bereiche könnte in der

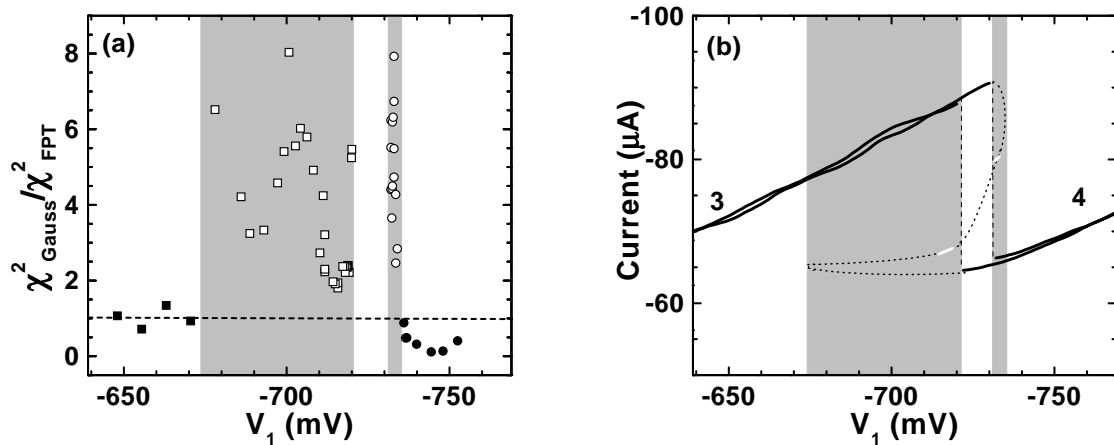


Abbildung 5.15: (a) Verhältnis $\chi^2_{\text{Gauß}}/\chi^2_{\text{FPT}}$ für Sprünge vom dritten zum vierten (Kreise) und vom vierten zum dritten Ast (Quadrate) als Funktion der Endspannung V_1 . (b) Ausschnitt aus der I - U -Kennlinie. In den schattierten Bereichen zeigt die Antwortzeitstatistik eine FPT-Verteilung. Die weißen Linien markieren die Stromstärke, bei der der Strom springt. Die gestrichelte Linie deutet eine Möglichkeit für instabile Zustände an.

homogenen Stromstärke-Feld-Charakteristik [Abb. 5.7(a)] liegen. Für Sprünge zu kleineren Spannungen kann der Strom maximal bis zum Stromminimum zwischen den beiden Resonanzmaxima in der Stromstärke-Feld-Charakteristik absinken. Die Feldstärke in der Hochfelddomäne kann sich nach dieser *theoretischen* Kurve [Abb. 5.7(a)] um *maximal* 25 mV/Periode verringern. Für einen Sprung vom vierten Ast befinden sich anfänglich *drei* Übergitterperioden in der Hochfelddomäne, so dass eine maximal mögliche Spannungsverringern von 75 meV auftreten kann, bei der ein instabiler vierter Ast existieren kann. Das Experiment liefert einen Bereich von 45 meV. Für Sprünge zu höheren Spannungen kann der Strom *maximal* bis zum $(E_1 \rightarrow E_1)$ -Maximum zunehmen. Da die Anstiege der Kennlinie in der Hochfelddomäne in diesem Strombereich wesentlich steiler sind, ist zu erwarten, dass die mögliche Feldstärkeerhöhung und damit Spannungserhöhung auf diesem Ast wesentlich kleiner ist.

Die weißen Striche in Abb. 5.15(b) markieren die Stromstärken, bei denen der Strom nach der Verzögerungszeit τ_d auf seinen Endwert springt. Diese Werte könnten auf dem instabilen Stromast liegen, der die beiden stabilen Äste verbindet. Im mikroskopischen Bild befindet sich hier die Akkumulationsschicht in zwei Quantentöpfen. Dieser Zustand ist nicht stabil, da sich die Feldstärke in der dazwischenliegenden Barriere in einem Gebiet der *negativen differentiellen Leitfähigkeit* befindet. Wenn der Ladungsschwerpunkt dieser Verteilung eine bestimmte Position erreicht, springt die Akkumulationsschicht schnell in den benachbarten Quantentopf. Aus den Bereichen der FPT-Verteilung und den Stromstärken, bei denen der Strom springt, können nun mögliche instabile Äste konstruiert werden [gestrichelte Linie in Abb. 5.15(b)].

Es wurde auch versucht, die instabilen Äste direkt mit einer Spannungsquelle mit einem *negativen Innenwiderstand* zu messen, wie sie zur Untersuchung einer Doppelbarrierenstruktur verwendet wurde [76]. Diese Schaltung war aber instabil und der Strom

oszillierte, so dass die instabilen Äste nicht direkt nachgewiesen werden konnten.

5.3 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel beschriebenen Schaltexperimente liefern tiefere Einblicke in die Dynamik der Domänengrenzen. Es wurde gezeigt wie sich Domänengrenzen bei Spannungssprüngen verhalten. Bei genügend großen Sprüngen zu höheren Spannungen wurde der Tripolprozess untersucht, der die Grundlage für einen Oszillationsmechanismus ist, wie er im zweiten Abschnitt des nächsten Kapitels beschrieben wird. Aus der Untersuchung der Antwortzeit-Statistik konnten Aussagen über die Existenz von instabilen Ästen gemacht werden, die sonst nicht beobachtet werden können. Mit den Ergebnissen der Schaltexperimente konnten die numerischen Modelle bestätigt werden, die auch für die Simulation der selbstgenerierten Stromoszillationen genutzt werden.

Kapitel 6

Stromoszillationen

Eine der wichtigsten und interessantesten Eigenschaften von Halbleiterübergittern sind die Stromoszillationen, die infolge der negativen differentiellen Leitfähigkeit (NDC) der homogenen Kennlinie auftreten können. In diesem Kapitel wird gezeigt, unter welchen Umständen selbstgenerierte Stromoszillationen entstehen. In den ersten beiden Abschnitten werden zwei verschiedene Oszillationsmoden behandelt. Danach wird das *Escape-Time*-Modell vorgestellt, mit dem man aus den Übergitterparametern die Oszillationsfrequenzen und daraus die Stromdichten in den verschiedenen Plateaus abschätzen kann. Am Ende des Kapitels wird der Einfluss der äußeren Beschaltung auf die Oszillationseigenschaften der Übergitter untersucht.

6.1 Monopol-Oszillationen

6.1.1 Feldstärkeinstabilität bei moderater Dotierung

In *stark dotierten* Übergittern ist die Domänengrenze in einem Quantentopf konzentriert. Alle anderen Übergitterperioden liegen in einem Feldstärkebereich der *positiven differentiellen Leitfähigkeit*, entweder in der Hoch- oder Niederfelddomäne. Deswegen ist die Feldverteilung im allgemeinen stabil, und in der I - U -Kennlinie treten die typischen Äste auf. Ist der Strom größer als ein kritischer Wert I_u oder kleiner als ein kritischer Wert I_l , so bewegt sich die Akkumulationsschicht in Richtung Emitter bzw. Kollektor (vgl. Abb. 5.3). Carpio *et al.* [40] berechneten mit dem *Discrete-Drift-Diffusion*-Modell, wie I_u und I_l von der Ladungsträgerkonzentration (Dotierung oder optische Erzeugung) abhängen. Für die Probe 9/4A ($n_{2d} = 1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) zeigt diese Berechnung, dass der Strombereich $[I_l, I_u]$ mit stationären Fronten etwa dem mittleren Drittel des gesamten möglichen Strombereiches entspricht, der durch das $(E_1 \rightarrow E_1)$ -Maximum (I_{\max}) und das Minimum zwischen dem $(E_1 \rightarrow E_1)$ - und dem $(E_1 \rightarrow E_2)$ -Maximum (I_{\min}) der homogenen Kennlinie gegeben ist (siehe Abb. 6.1). Für *sehr hohe* Dotierungen ($n_{2d} > 1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) erstreckt sich der Bereich mit stabiler Feldverteilung fast über den gesamten möglichen Strombereich $[I_{\min}, I_{\max}]$. Würde man die Dotierung der Probe 9/4A verringern, so wird nach

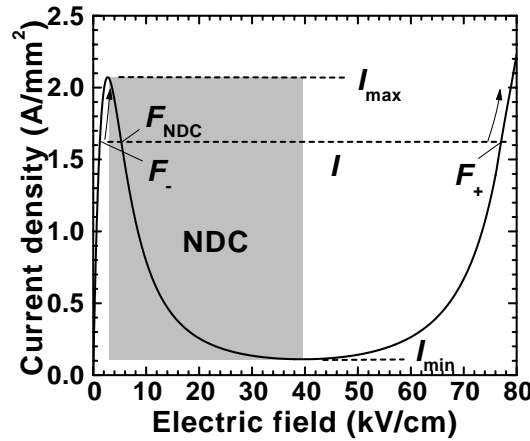


Abbildung 6.1: Berechnete homogene Kennlinie eines $100 \times (8 \text{ nm GaAs}/5 \text{ nm Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})$ -Übergitters. Der Bereich negativer differentieller Leitfähigkeit (NDC) ist grau gekennzeichnet [72].

dem Modell der kritische Strom I_u auch wieder größer, bis er bei einer Dotierung von $n_{2d} = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ den Wert I_{\max} erreicht. Gleichzeitig nimmt auch I_l stetig mit der Verringerung der Dotierung zu. Bei einer Dotierung von $n_{2d} = 7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ erreicht dieser Wert ebenfalls I_{\max} , d. h., unterhalb dieser Dotierung kann in einem 9/4-Übergitter *keine stationäre Feldverteilung mit Domänen* vorhanden sein, d. h., eine vorhandene Akkumulationsschicht bewegt sich immer in Richtung Kollektor. Die kritischen Dotierungen skalieren mit der Feldstärke des $(E_1 \rightarrow E_1)$ -Maximums der homogenen Kennlinie.

Ohtani *et al.* [77] untersuchten experimentell den Transport in einem *undotierten* 9/4-Übergitter in einer $p^+ - i - n^+$ -Struktur unter Beleuchtung. Durch Variation der Laserintensität konnte die Ladungsträgerkonzentration über einen weiten Bereich geändert werden. Man beobachtete, dass Stromoszillationen erst ab einer gewissen Laserintensität auftraten. Erhöhte man die Intensität auf das Fünffache, gab es nur noch einige Bereiche des Plateaus, in denen der Strom oszillierte. Für die anderen Spannungsbereiche war die generierte Ladungsträgerkonzentration groß genug, so dass sich eine stabile Feldverteilung ausbilden konnte. Dies bestätigt die Annahme der Modelle, dass Stromoszillationen nur in einem kleinen Bereich der Ladungsträgerkonzentration auftreten. Unterhalb liegt eine annähernd homogene Feldverteilung vor, oberhalb sind statische Felddomänen vorhanden.

6.1.2 Theoretische Beschreibung

Warum beginnt der Strom bei moderater Dotierung zu oszillieren? Abbildung 6.1 zeigt die berechnete Stromdichte-Feldstärke-Charakteristik eines Übergitters mit 100 Perioden (8 nm GaAs/5 nm $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$). Bei einer für die folgenden Berechnungen angenommenen Dotierungskonzentration von $n_{2d} = 6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ können bei dieser Probe nicht mehr genügend Elektronen in *einem* Quantentopf akkumuliert werden, um die stabile Domänengrenze zu bilden. Die Akkumulationsschicht ist dann über *mindestens zwei*

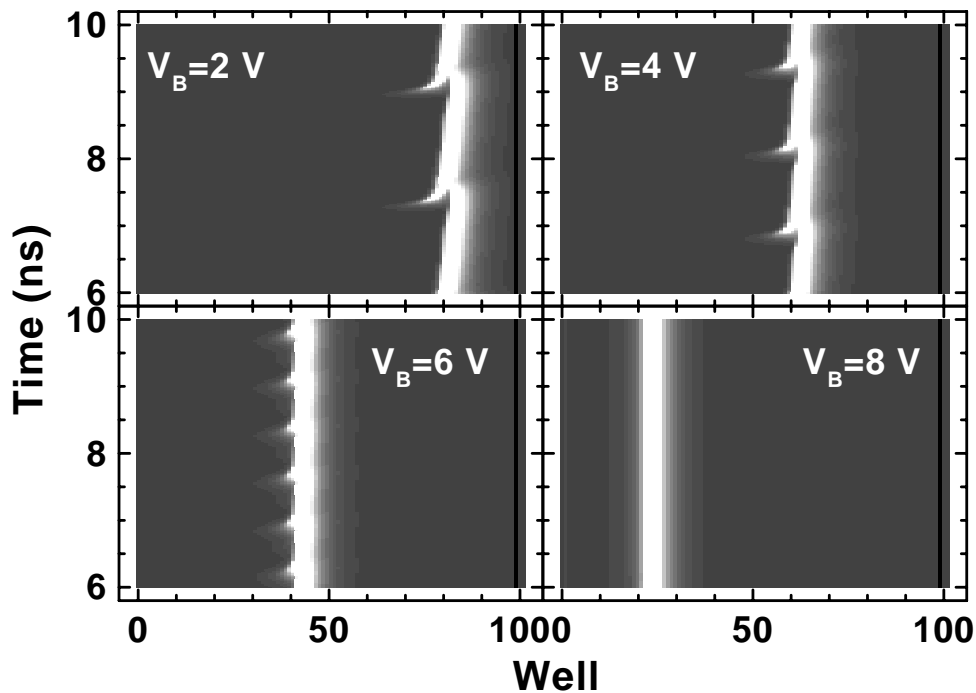


Abbildung 6.2: Berechnete Bewegung der Fronten während der Monopol-Oszillationen in einem $100 \times (8\text{ nm GaAs}/5\text{ nm Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})$ -Übergitter. Die Akkumulationsschichten sind hell dargestellt [72].

Quantentöpfe ausgedehnt. Aus der Poisson-Gleichung [Gl. 2.8] folgt, dass die Feldstärke dann aber an der dazwischenliegenden Barriere in einem Bereich liegen muss, in dem die *homogene Kennlinie* (Abb. 6.1) eine *negative differenzielle Leitfähigkeit* besitzt, weshalb sie sich in Richtung Kollektor bewegt [34]. In dieser vereinfachten Beschreibung werden die Diffusionsströme vernachlässigt.

Für die tatsächliche Bewegung der Akkumulationsschichten liefern verschiedene Modelle unterschiedliche Szenarien. Bei dem *Transfer-Hamiltonian-Modell* von Bonilla *et al.* [78, 79] ist die Akkumulationsschicht *immer in einem engen räumlichen Bereich begrenzt*. Die Schicht entsteht *im Übergitterbereich*, bewegt sich über viele Perioden in Richtung Kollektor, nimmt zunächst an Stärke zu und dann wieder ab. Kurz bevor sie sich auflöst, entsteht eine neue Akkumulationsschicht. Diese Bewegung wird als *recycling motion* bezeichnet.

Dagegen ist beim *Sequential-Tunneling-Modell* von Amann *et al.* [34] die neue Akkumulationsschicht zunächst über einen *großen räumlichen Bereich* verteilt und bewegt sich schnell zur alten Akkumulationsschicht, wobei sie an Stärke zunimmt. Gleichzeitig löst sich die alte Akkumulationsschicht auf. Abbildung 6.2 zeigt die mit dem *Sequential-Tunneling-Modell* berechnete Bewegung der Akkumulationsschichten durch das Übergitter [72]. Helle Bereiche entsprechen einer erhöhten Elektronenkonzentration. Die Akkumulationsschicht bewegt sich in Richtung Kollektor. Dabei nimmt die Anzahl der Perioden in der Hochfelddomäne ab. Da die angelegte Spannung aber konstant ist, müssen

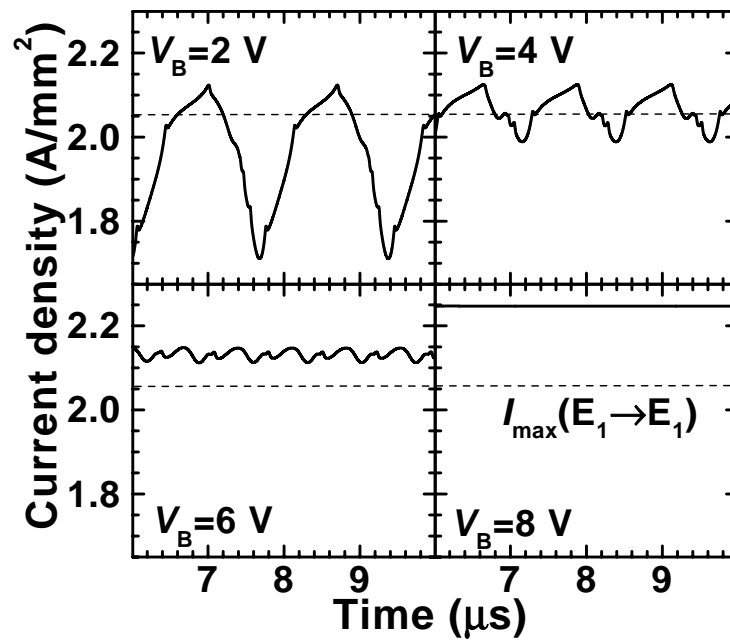


Abbildung 6.3: Berechnetes zeitliches Verhalten des Stromes durch das Übergitter für die Ladungsträgerverteilungen in Abb. 6.2. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die maximale Stromdichte $I_{\text{max}}(E_1 \rightarrow E_1)$ der homogenen Kennlinie [72].

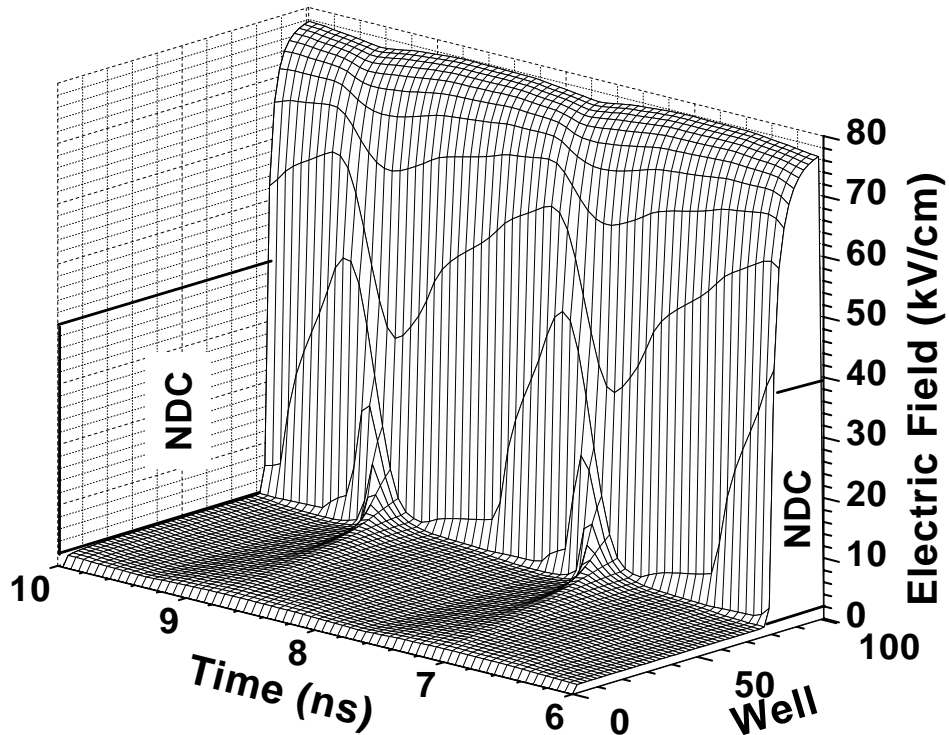


Abbildung 6.4: Berechnete Feldstärke bei $V_B = 2\text{ V}$ im Übergitter aus Abb. 6.2 in Abhängigkeit von der Zeit und der Position im Übergitter.

die Feldstärken F_- und F_+ und damit die *Stromstärke* zunehmen (vgl. Abb. 6.1). Besitzt der Emitter eine *hohe Leitfähigkeit*, d. h., kreuzt seine Kennlinie die des Übergitters *nicht* (vgl. Abb. 5.7), so kann der Strom höchstens das Maximum der $(E_1 \rightarrow E_1)$ -Resonanz I_{\max} erreichen, da es oberhalb dieses Stromes keine Niederfelddomäne gibt. Bei den numerischen Modellen wird der Diffusionsstrom berücksichtigt, der von der Feldstärke und der Differenz der Ladungsträgerkonzentration in benachbarten Quantentöpfen abhängt. Deshalb kann der Strom auch etwas größer als I_{\max} werden. Abbildung 6.3 zeigt das zeitliche Verhalten des Stromes für verschiedene Spannungen.

Wenn die Stromstärke den Wert I_{\max} deutlich überschreitet, kann keine Niederfelddomäne existieren. Im Übergitter müssten dann alle Übergitterperioden in der Hochfelddomäne liegen. Diese Feldstärke wäre aber für die angelegte Spannung viel zu groß. Deswegen löst sich eine *neue Akkumulationsschicht* vom Emitter, und der Strom verringert sich [80, 78]. Diese Akkumulationsschicht ist zunächst sehr schwach ausgebildet und über einen großen Bereich des Übergitters verteilt. Für eine kurze Zeit befinden sich *viele* Übergitterperioden in einem Feldstärkebereich der negativen differentiellen Leitfähigkeit. Zur besseren Veranschaulichung ist die räumliche und zeitliche Verteilung der *elektrischen Feldstärke* für eine Spannung von 2 V in Abb. 6.4 dargestellt. Man erkennt, wie für einen kurzen Zeitraum die Feldstärke in einem großen Teil des Übergitters im NDC-Bereich zwischen 3 und 40 kV/cm liegt. Während der restlichen Zeit befinden sich nur wenige Übergitterperioden innerhalb des NDC-Bereiches.

Der räumliche Bereich im Übergitter, in dem Oszillationen stattfinden, nimmt mit zunehmender Spannung ab. Die *Anzahl der Übergitterperioden* spielt auch eine wichtige Rolle. Bei längeren Übergittern befinden sich mehr Perioden in der Hoch- und Niederfelddomäne, weshalb auch der Oszillationsbereich weiter ausgedehnt ist. Aus diesem Grunde ist, bei ansonsten gleichen Parametern, eine kleinere Frequenz zu erwarten. Unterschreitet das Übergitter dagegen eine gewisse Periodenanzahl, so gibt es keine Oszillationen, da der räumliche Oszillationsbereich zu stark eingeschränkt wird.

Abbildung 6.5 zeigt die *berechnete I-U-Kennlinie*, Frequenz und Oszillationsleistung der Probe aus Abb. 6.2 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Bei sehr kleinen Spannungen $V_B < 1$ V befindet sich der aktive Oszillationsbereich sehr nahe am Kollektor, und die Oszillation kann sich nicht richtig ausbilden. Der Strom oszilliert dann mit einer relativ hohen Frequenz [81], die sehr empfindlich von der Spannung abhängt. Erhöht man die Spannung, so verschiebt sich der Oszillationsbereich in Richtung Emitter. Dabei nimmt die Frequenz zunächst ab und die Amplitude zu. Bei weiterer Spannungsvergrößerung wird die Frequenz mit einer *parabelförmigen Abhängigkeit* größer, wobei gleichzeitig die Amplitude abnimmt. Diese Frequenzzunahme hängt mit dem kleiner werdenden Bereich zwischen Emitter und *aktivem* Oszillationsbereich zusammen. Bei einer Spannung $V_B \geq 7$ V gibt es keine Stromoszillationen mehr. Der Strom kann wegen des Diffusionsstromes über den Wert I_{\max} der homogenen Kennlinie (vgl. Abb. 6.3, $V_B = 8$ V) steigen. Trotzdem befindet sich bei $V_B = 8$ V noch eine Akkumulationsschicht im Übergitter, die Hoch- und Niederfelddomäne voneinander teilt (Abb. 6.2).

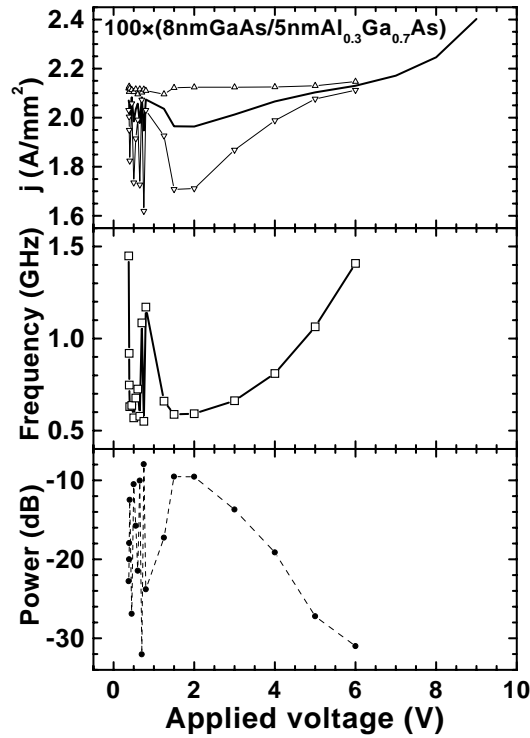


Abbildung 6.5: Berechnete mittlere Stromdichte mit Oszillationsbereich, Oszillationsfrequenz und Oszillationsleistung der Probe aus Abb. 6.2 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung [72].

6.1.3 Monopol-Oszillationen in verschiedenen Plateaus

Das Szenario der Monopol-Oszillationen, wie sie hier für das erste Plateau geschildert wurde, kann auch in höheren Plateaus stattfinden. Viele der untersuchten Proben zeigen die oben beschriebenen typischen Charakteristiken der Monopol-Oszillationen. Die Ergebnisse werden im Folgenden an einzelnen Beispielen dargestellt. Abbildung 6.6 zeigt die Gleichstromstärke, die Oszillationsfrequenz und -leistung der Probe 15/2,85 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Die Frequenzcharakteristik ist bei einer Temperatur von 300 K [Abb. 6.6(a)] *in allen drei beobachtbaren Plateaus ähnlich*. Am Anfang jedes Plateaus sinkt die Frequenz etwas ab. Für die Spannungen, bei denen die Frequenz minimal ist, ist die Oszillationsleistung jeweils maximal, d. h., der Strom variiert bei diesen Spannungen am stärksten. Erhöht man die Spannung weiter, so nimmt die Frequenz in allen Plateaus mit einer *parabelförmigen Charakteristik* bis auf etwa den doppelten Wert zu. Gleichzeitig verringert sich die Leistung kontinuierlich um über 20 dB (entspricht 1:100 der Leistung bzw. 1:10 der Spannung). Die Verhältnisse der *Frequenzen* in den verschiedenen Plateaus entsprechen etwa den Verhältnissen der *Plateaustrome*. Dieses Verhalten ist für Proben mit Monopol-Oszillationen typisch, bei denen die Leitfähigkeit der Emittterkontaktschicht genügend groß ist, so dass sich keine Ladungsträgerverarmungsschicht vom Emitter lösen kann (vgl. Abschnitt 5.1).

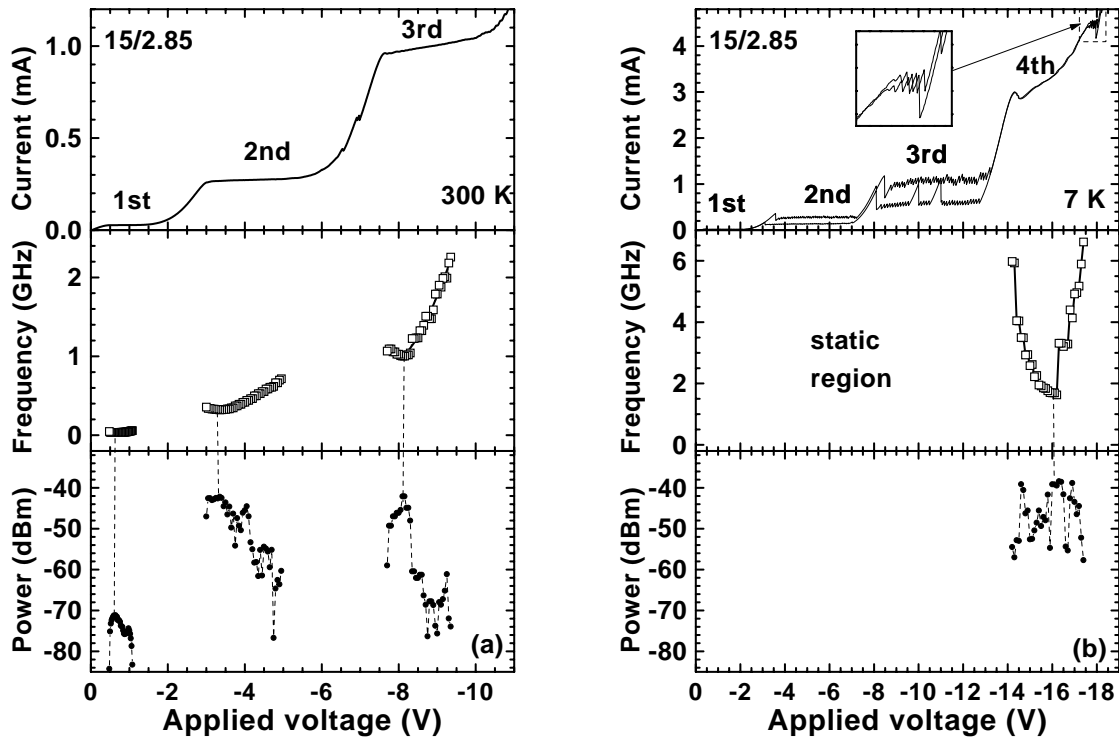


Abbildung 6.6: I - U -Kennlinie, Oszillationsfrequenz und Oszillationsleistung der Probe 15/2,85 in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, gemessen mit dem Spektrumanalysator bei (a) 300 K und (b) 7 K.

Bei tiefen Temperaturen kann man bei der Probe 15/2,85 vier Stromplateaus beobachten [Abb. 6.6(b)]. Die drei ersten zeigen die für eine statische Feldverteilung typischen Äste. Das vierte Plateau ist nicht flach, sondern steigt mit zunehmender Spannung an. In diesem Bereich oszilliert der Strom. Die Frequenz nimmt aber zunächst stark ab und dann wieder zu. Der Grund hierfür könnte die hohe Feldstärke sein, bei der die Elektronen nach dem Tunneln durch die erste Barriere weiter durch die nächste Barriere ins Kontinuum tunneln und nicht in das erste Energieband relaxieren. Man beachte dass am Ende des vierten Plateaus die I - U -Kennlinie einige Äste auftreten, die für eine statische Feldverteilung typisch sind.

6.1.4 Abhängigkeit von der Anzahl der Übergitterperioden

Um die Abhängigkeit der Übergittereigenschaften von der Anzahl der Übergitterperioden zu untersuchen, wurden zwei Übergitter 10,2/1,4 mit 40 bzw. 80 Perioden und ansonsten gleichen Parametern hergestellt. Beide Mesen haben einen Durchmesser von $35\ \mu\text{m}$. Abbildung 6.7 zeigt die Charakteristiken beider Proben, gemessen bei einer Temperatur von 15 K. Wie zu erwarten, endet das Plateau bei der Probe mit 80 Perioden bei einer doppelt so großen Spannung wie das der 40-periodigen Probe.

Die *maximale* Frequenz der Stromoszillationen am Plateauende ist bei dem langen

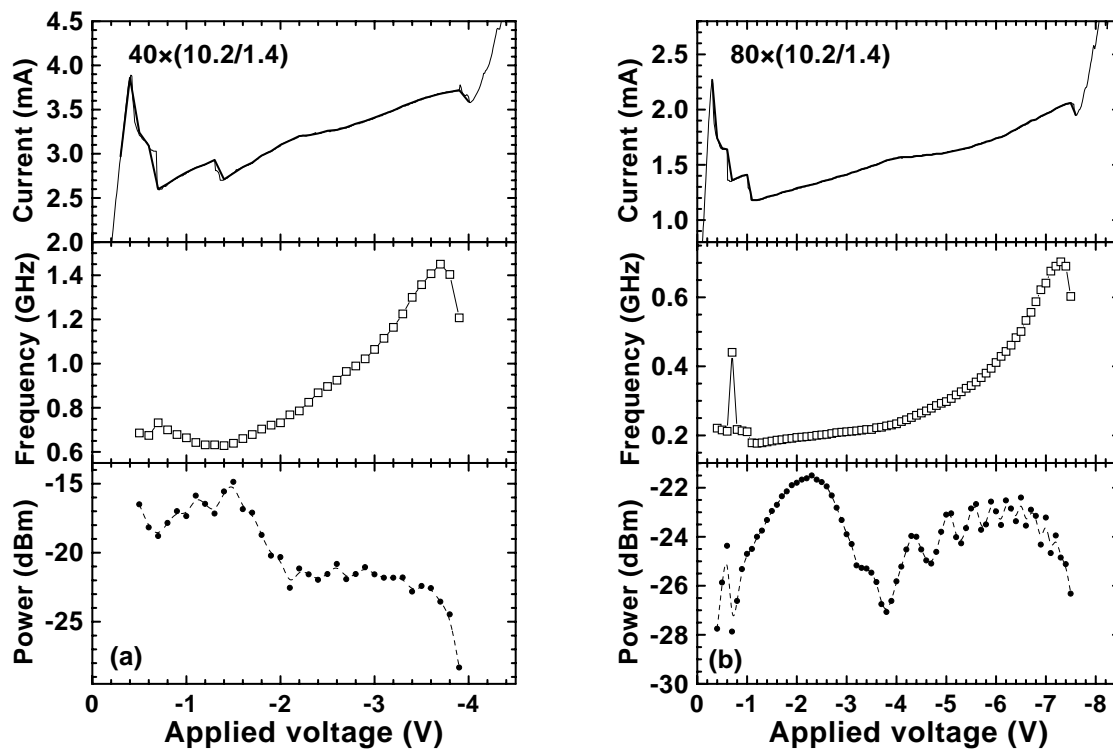


Abbildung 6.7: I - U -Kennlinie, Oszillationsfrequenz und Oszillationsleistung der Proben (a) 10,2/1,4(40) und (b) 10,2/1,4(80) in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, gemessen mit dem Spektrumanalysator bei 15 K.

Übergitter halb so groß, wie bei dem kurzen. Das Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Frequenz ist beim langen Übergitter mit 3,9 fast doppelt so groß wie das des kurzen (2,3), da die neue Akkumulationsschicht eine längere Strecke durch das Übergitter laufen muss. Die maximale Stromamplitude ist beim langen Übergitter um den Faktor 2 (6 dB) kleiner als beim kurzen. Gleichzeitig ist aber auch der mittlere Strom nur halb so groß.

6.1.5 Zusammenfassung

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass *Monopol-Oszillationen* auftreten, wenn die Dotierung des Übergitters nicht groß genug ist, um eine statische Domänengrenze zwischen Hoch- und Niederfelddomäne innerhalb eines Quantentopfes aufzubauen. Weiterhin muss der Widerstand des Emitters *klein* sein. Dann ist die Feldverteilung instabil, und die Akkumulationsschicht bewegt sich in Richtung Kollektor, wobei gleichzeitig der Strom steigt. Wenn der Strom einen bestimmten Wert überschreitet, baut sich eine neue Akkumulationsschicht mit zunächst geringer Intensität über viele Übergitterperioden auf und wandert schnell zur Position der ursprünglichen Akkumulationsschicht, die sich gleichzeitig auflöst. Die Frequenz zeigt eine *parabelförmige Abhängigkeit* von der Spannung. Die Stromoszillationen sind annähernd sinusförmig.

6.2 Tripol-Oszillationen

In Abschnitt 5.1.2 wurde gezeigt, dass, wenn bei Spannungssprüngen ein kritischer Strom I_{crit} überschritten wird, eine Verarmungsschicht am Emitter generiert wird, die sich gemeinsam mit zwei Akkumulationsschichten durch das Übergitter bewegt. Während dieser Zeit ist der Strom auf einem niedrigen Niveau. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie durch Verringerung von I_{crit} die normalerweise statische Feldverteilung sich kontinuierlich periodisch bewegt.

6.2.1 Theoretische Beschreibung

Bei der theoretischen Untersuchung des Stromverhaltens einer Probe mit relativ hohem Kontaktwiderstand bei Spannungssprüngen mit dem *Sequential-Tunneling*-Modell stellen Amann *et al.* [34] fest, dass eine Verarmungszone am Emitter generiert wird, wenn der Strom einen kritischen Wert I_{crit} übersteigt. Diese Generation führt zu einer Bewegung von einer Verarmungs- und zwei Akkumulationsschichten (*Tripol*) (s. Kap. 5). Der kritische Wert I_{crit} ergibt sich nach dem Modell aus dem Schnittpunkt zwischen Emitter und erster Übergitterbarriere (Abb. 5.7). Wird die Leitfähigkeit des Emitters reduziert, so dass I_{crit} unterhalb der Minima der Äste liegt, zeigt das Modell periodische Stromoszillationen [82].

Abbildung 6.8 zeigt diese Stromoszillationen für ein Übergitter aus 100 Perioden ($d_W = 8$ nm GaAs, $d_W = 5$ nm Al_{0,3}Ga_{0,7}As) mit einem hohen Kontaktwiderstand. Man erkennt ein ähnliches Verhalten wie bei den Schaltexperimenten in Abb. 5.6. Nach einem Spannungsmaximum folgt ein Bereich mit kleinem Strom I_{Tri} gefolgt von einem Bereich, bei dem der Strom I_{Di} noch etwas kleiner ist, bevor er wieder ansteigt. Nur steigt im Gegensatz zu den Schaltexperimenten der Strom nicht auf einen konstanten Endwert, sondern der Vorgang wiederholt sich nach einem Strommaximum. Da der Endwert für eine stabile Feldverteilung größer als I_{crit} ist, wird eine neue Verarmungsschicht am Emitter generiert.

In Abb. 6.9 ist die berechnete Zeitabhängigkeit der Ladungsträgerverteilung für vier verschiedene Spannungen dargestellt. Es zeigt sich das gleiche Verhalten wie bei den Schaltexperimenten (Abb. 5.8). Allerdings wird jetzt jedes Mal, wenn die Akkumulationsschicht die Position erreicht, die sie bei einer statischen Verteilung haben würde, eine neue Verarmungsschicht gefolgt von einer neuen Akkumulationsschicht am Emitter generiert.

Im ersten Teil des Plateaus ($V_B = 1$ V und 3 V) wandert die Verarmungsschicht durch das gesamte Übergitter. Es wechseln sich Bereiche mit drei Fronten (*Tripol*) und zwei Fronten (*Dipol*) ab. Mit zunehmender Spannung nimmt aber die Dauer des Tripolbereichs zu. Da die Geschwindigkeit der Verarmungsschicht bei der Tri- und Dipolbewegung etwa gleich ist, ändert sich die Periodendauer in diesem Spannungsbereich kaum. Erhöht man die Spannung weiter, so verschwindet der Bereich der Dipolbewegung. Wie in Abschnitt 5.1.2 gezeigt wurde, ist dann aber die Geschwindigkeit der Verarmungsschicht doppelt so groß, wie die Geschwindigkeit der beiden Akkumulationsschichten. Deshalb

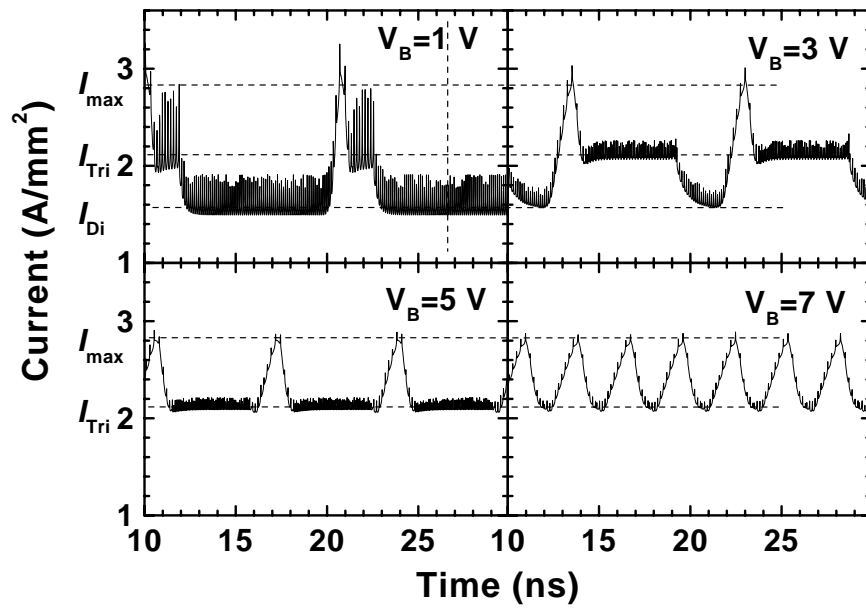


Abbildung 6.8: Berechnetes Stromverhalten für ein $100 \times (8 \text{ nm GaAs}/5 \text{ nm Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As})$ -Übergitter (nach [82]). Der Strom zeigt deutliche Plateaus I_{Tri} und I_{Di} bei der Tripol- bzw. Dipolbewegung. Die scharfen Stromspitzen werden durch die Diskretisierung des Modells hervorgerufen.

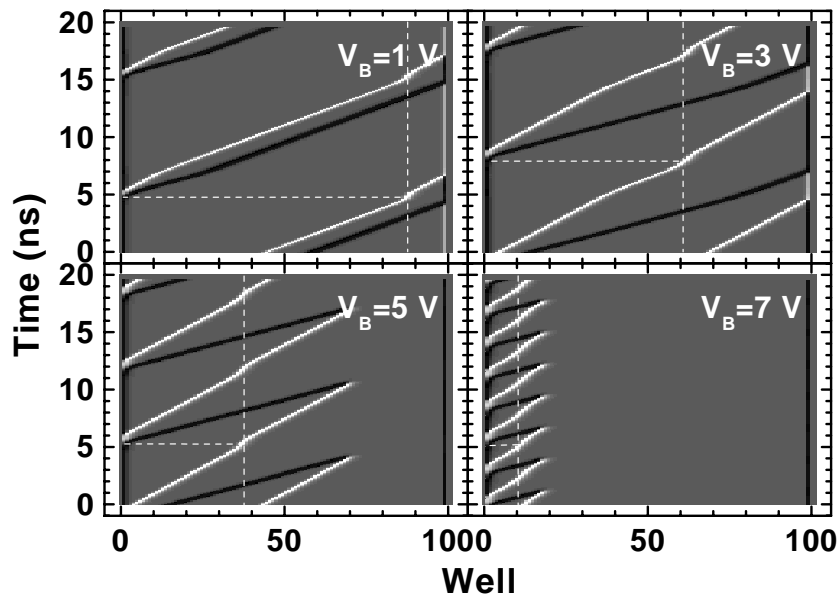


Abbildung 6.9: Berechnete Bewegung der Fronten während der Stromoszillationen im Übergitter aus Abb. 6.8 (nach [82]). Akkumulations- und Verarmungsschichten sind weiß bzw. schwarz dargestellt. Wenn die Akkumulationsschicht die senkrechte Linie (Position bei der stabilen Verteilung) kreuzt, wird ein Dipol generiert.

holt die Verarmungsschicht die Akkumulationsschicht ein, und beide Schichten lösen sich gegenseitig vor Erreichen des Kollektors auf ($V_B = 5$ V und 7 V). Der Oszillationsbereich wird mit zunehmender Spannung immer kleiner, weshalb sich die Periodendauer verkürzt. Die Frequenz nimmt in diesem Bereich etwa linear mit der Spannung zu [82].

6.2.2 Änderung der Kennlinie bei Temperaturerhöhung

Wie kann man den spezifischen Widerstand des Emitters einer Probe mit statischer Kennlinie erhöhen? Bei der Untersuchung der I - U -Kennlinie der Probe 9/4A bei verschiedenen Temperaturen [Abb. 6.10(a)] zeigt sich oberhalb von 50 K ein interessantes Verhalten. Bis 50 K unterscheiden sich die Kennlinien nur unwesentlich von der bei 5 K. Dagegen werden bei $T = 60$ K die Äste mit dem *größten Strommaximum* von einem Wert I_{crit} begrenzt [siehe Abb. 6.10(a), $|V_B| = 2 - 3$ V]. Für Spannungen, bei denen der Strom bei tieferen Temperaturen größer als I_{crit} ist, ist der Gleichstrom jetzt wesentlich kleiner. Mit steigender Temperatur wird I_{crit} kleiner, und immer größere Bereiche werden durch diesen kritischen Wert abgeschnitten. Man beachte, dass die letzten sechs Äste *nicht* durch I_{crit} begrenzt werden. Für diese Spannungen ist der Oszillationsbereich zu klein, damit sich eine Verarmungszone ausbilden kann (vgl. Abb. 6.9 für $V_B > 7$ V). Der Strom kann dann aufgrund des Diffusionsstromes weiter ansteigen, obwohl sich weiterhin eine Niederfeld-domäne im Übergitter befindet.

Bei einer Temperatur von 100 K sind alle Äste verschwunden, d. h., I_{crit} ist bei dieser Temperatur kleiner als das Minimum aller Äste. Der kritische Strom wird nur am ersten Ast erreicht. Bei dieser Temperatur oszilliert der Strom im gesamten Plateau, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Die Beschränkung des Stromes durch einen festen Wert wurde auch beobachtet, wenn sich die Probe in einem starken magnetischen Feld parallel zum elektrischen Feld befand [83]. In der Arbeit wurde versucht, diesen Effekt mit der Besetzung von Landau-Niveaus zu erklären.

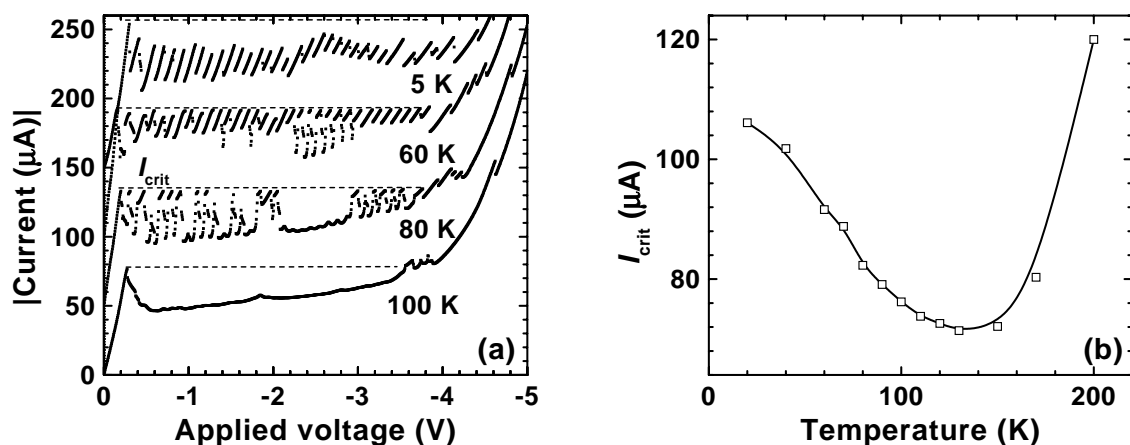


Abbildung 6.10: (a) I - U -Kennlinien der Probe 9/4A für verschiedene Temperaturen. Die Kennlinien werden von einem Wert I_{crit} begrenzt. Die Kennlinien sind um jeweils 50 μA relativ gegeneinander verschoben. (b) Temperaturabhängigkeit von I_{crit} .

Die Temperaturabhängigkeit von I_{crit} (Maximum des ersten Astes) ist in Abb. 6.10(b) dargestellt. Bis zu einer Temperatur von 130 K nimmt der Wert kontinuierlich ab. Oberhalb dieser Temperatur verkürzt sich die Länge des Plateaus, und der Plateaustrom steigt wieder an. In diesem Temperaturbereich nimmt bei dieser Probe das *nichtresonante* Tunneln zu (Abschnitt 2.3.2), und die spezifischen Transporteigenschaften des schwach gekoppelten Übergitters gehen verloren. Die Verringerung von I_{crit} ist wahrscheinlich vorwiegend auf die Erhöhung des Emitterwiderstandes zurückzuführen. Die Temperatur, bei der I_{crit} ein Minimum hat, stimmt mit der überein, bei der die $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten die geringste Leitfähigkeit besitzen (siehe Kap. 4).

6.2.3 Tripol-Oszillationen im ersten Plateau bei 100 K

Misst man die Zeitabhängigkeit des Stromes der Probe 9/4 im ersten Plateau bei 100 K mit einem Oszilloskop, so beobachtet man in den Bereichen, in denen der *Gleichstrom* klein ist, Selbstoszillationen des Stroms. Die Diagramme in Abb. 6.11 zeigen einige Beispiele dafür. Bei $V_B = -0,5$ V erkennt man die *gleichen Strukturen* wie bei den Schaltexperimenten (vgl. Abb. 5.6) und den numerischen Simulationen (Kurve für 1 V in Abb. 6.8). Nach der Stromspitze folgen die beiden Bereiche „Tripol“ und „Dipol“ bei den mittleren Stromstärken I_{Tri} bzw. I_{Di} , bevor der Strom wieder steigt. Nun wird die Verarmungsschicht nicht durch den Verschiebungsstrom, der durch eine schnelle Spannungsänderung

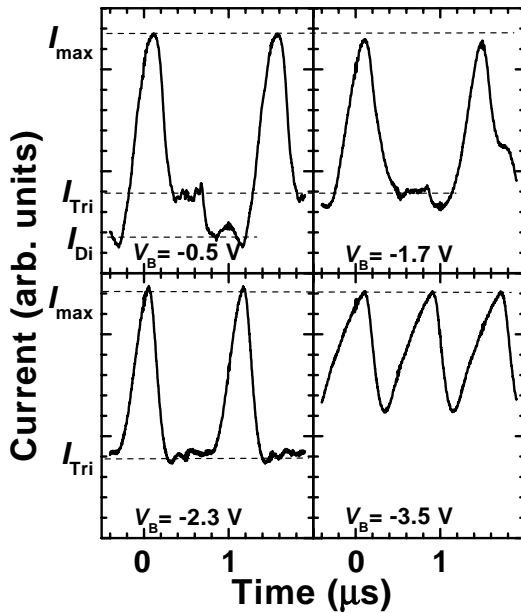


Abbildung 6.11: Zeitverhalten des Stromes im ersten Plateau von Probe 9/4A bei den angegebenen Spannungen, gemessen bei 100 K.

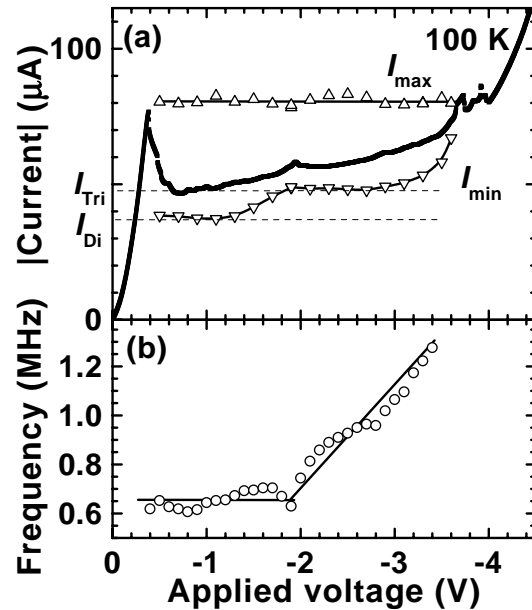


Abbildung 6.12: (a) Erstes Plateau der I - U -Kennlinie, Strommaximum und -minimum sowie (b) Oszillationsfrequenz in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, der Probe 9/4A, gemessen bei 100 K.

hervorgerufen wird, generiert, sondern durch die Überschreitung des Wertes I_{crit} bei *konstanter Spannung*.

In Abb. 6.12(a) sind die Maxima und Minima der Stromoszillationen in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Das Strommaximum $I_{\text{max}} = 80 \mu\text{A}$ dieser Oszillationen ist im gesamten oszillatorischen Bereich etwa konstant und geringfügig größer als das Maximum des ersten Astes I_{crit} . Das bestätigt die Annahme, dass ein Dipol generiert wird, sobald ein kritischer Strom überschritten wird und sich eine Verarmungsschicht am Emitter bildet (Abb. 5.7).

Für $|V_B| < 1,3 \text{ V}$ ist der minimale Strom I_{min} konstant und durch den Wert I_{Di} festgelegt, bei dem Akkumulations- und Verarmungsschicht die gleiche Geschwindigkeit haben (vgl. Abb. 5.3). Erhöht man die Spannung, so verschiebt sich die Position der Akkumulationsschicht, bei der die Verarmungsschicht generiert wird, in Richtung Emitter. Der Zeitraum der reinen Dipolbewegung wird kürzer ($V_B = -1,7 \text{ V}$ in Abb. 6.11). Trotzdem bleibt die Oszillationsfrequenz, welche in Abb. 6.12(b) dargestellt ist, bis zu einer Spannung von $1,9 \text{ V}$ in etwa *konstant*, da die Verarmungsschicht immer das gesamte Übergitter durchquert. Oberhalb dieser Spannung gibt es keine reine Dipolbewegung mehr ($V_B = -2,3 \text{ V}$ in Abb. 6.11). Die Verarmungs- und Akkumulationsschicht lösen sich vor dem Erreichen des Kollektors gegenseitig auf [vgl. Abb. 6.9 (5 V)]. Der minimale Strom der Oszillation I_{min} ist nun durch I_{Tri} gegeben, bei der die Tripolbewegung stattfindet. Bei weiterer Spannungserhöhung verringert sich die Zeit zwischen den Strommaxima. Der Wert für I_{min} nimmt zu, da sich die Fronten gar nicht mehr richtig ausbilden können ($V_B = -3,5 \text{ V}$ in Abb. 6.11). Die gemessene Frequenz ändert sich in einem Bereich von $1,9 < |V_B| < 3,4 \text{ V}$ etwa *linear* mit der Spannung [Abb. 6.12(b)], was für einen *spannungsgesteuerten Oszillator* als Bauelement interessant sein könnte.

Für Spannungen $|V_B| > 3,4 \text{ V}$ kann keine Bewegung der Verarmungsschicht mehr stattfinden, da sie über mindestens vier Übergitterperioden ausgedehnt ist und sich die Position, bei der sie sich mit der Akkumulationsschicht auslöschen würde, zu dicht am Emitter befindet. Der Strom kann somit größer als I_{crit} werden, ohne dass ein Dipol generiert wird und der Strom oszilliert.

6.2.4 Oszillationen in verschiedenen Plateaus bei 5 K

In Abb. 6.13 sind die jeweils ersten beiden Plateaus der Probe 9/4A für beide Polaritäten dargestellt. Die I - U - Kennlinie *dieser Probe* ist *unsymmetrisch*. Legt man eine positive Spannung an den oberen Kontakt an, so zeigt das erste Plateau keine Stromäste [Abb. 6.13(b)], und der Strom oszilliert *bereits bei 5 K* über das gesamte erste Plateau. Der maximale Strom am Plateauanfang ist mit 37 mA wesentlich kleiner als für die andere Polarität (108 mA). Deswegen kann man nach dem Modell aus Abb. 5.7(a) schließen, dass die Kontaktschicht, die auf das Substrat aufgewachsen wurde, einen höheren spezifischen Widerstand besitzt als die obere Kontaktschicht.

Legt man bei dieser Polarität zusätzlich eine Wechselspannung mit einer wesentlich höheren Frequenz als der Oszillationsfrequenz an ($f = 50 \text{ MHz}$, $V_{\text{ac}} = 700 \text{ mV}$), so können die Stromoszillationen in diesem Plateau unterdrückt werden [84, 45]. In der I -

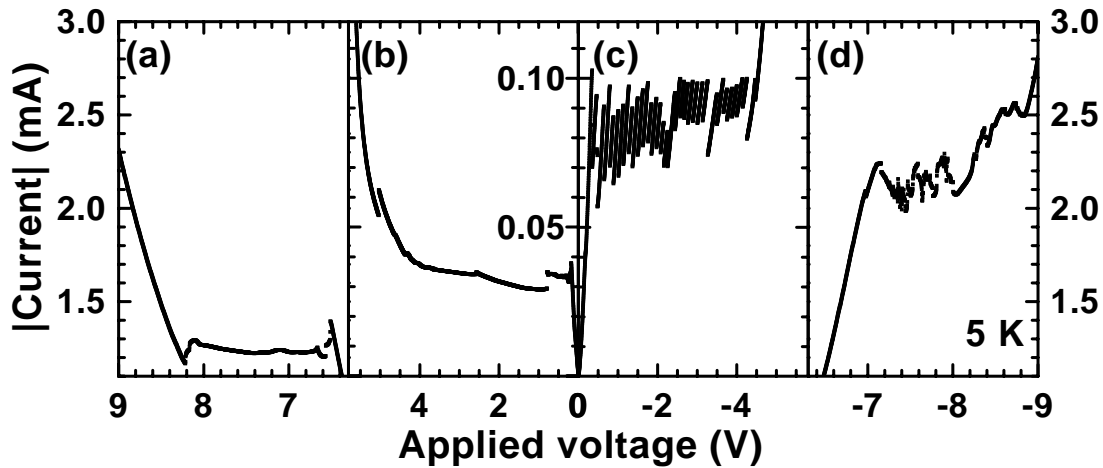


Abbildung 6.13: Jeweils erstes und zweites Plateau der Probe 9/4A für beide Polaritäten, gemessen bei 5 K. Die Skalen der Diagramme (a) und (d) bzw. (b) und (c) sind jeweils gleich.

U -Kennlinie zeigen sich dann einzelne Äste, die für eine statische Feldverteilung typisch sind. Die zusätzliche Wechselspannung bewirkt hier, dass die Akkumulationsschicht eine feste Position einnimmt und sich damit keine Verarmungsschicht vom Emitter lösen kann.

Für das *zweite* Plateau muss die Ladungsträgerkonzentration in der Domänengrenze zwischen Hochfelddomäne [$(E_1 \rightarrow E_3)$ -Resonanz] und Niederfelddomäne [$(E_1 \rightarrow E_2)$ -Resonanz] nach Gl. (2.8) etwa $1,1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ betragen, also etwa *siebenmal* soviel wie die Dotierungskonzentration pro Quantentopf. Die Ursache dafür könnte sein, dass die für eine Akkumulationsschicht notwendige Elektronenkonzentration etwas größer als diejenige, die sich auf Grund der Dotierungskonzentration für eine statische Feldverteilung ansammeln kann.

Bei *negativer* Spannung zeigt die I - U -Kennlinie im zweiten Plateau starke Fluktuationen, aber keine stabilen Äste [Abb. 6.13(d)]. In Bereichen mit kleinem Gleichstrom oszilliert der Strom bei einer Grundfrequenz, in den anderen Bereichen treten Oszillationen mit einem *chaotischen* Frequenzspektrum auf [85, 45]. Das System befindet sich in der Nähe eines stabilen Zustandes und zeigt deshalb chaotisches Verhalten. In einigen Bereichen mit chaotischem Frequenzspektrum wurden sich wiederholende Wellenpakete mit einer Dauer von mehreren hundert Perioden beobachtet, die von Abschnitten mit stochastisch fluktuierender Dauer unterbrochen waren, in denen der Strom nicht oszillierte. Die Charakteristik der Stromoszillationen im zweiten Plateau bei negativer Polarität zeigt bei 5 K *keine* Anzeichen für Tripol-Oszillationen.

Bei *positiver* Spannung ist der mittlere Strom des Plateaus dagegen wesentlich kleiner als bei negativer Spannung [Abb. 6.13(a)]. Die Stromoszillationen (Abb. 6.14) zeigen deutliche Strukturen wie im ersten Plateau. In Abb. 6.15 sind die I - U -Kennlinie gemeinsam mit dem maximalen und dem minimalen Strom sowie die Frequenz in Abhängigkeit von der Spannung für dieses Plateau dargestellt. Die Kennlinie zeigt kaum Strukturen. Der Strom oszilliert in den ersten zwei Dritteln des Plateaus mit annähernd *konstanter*

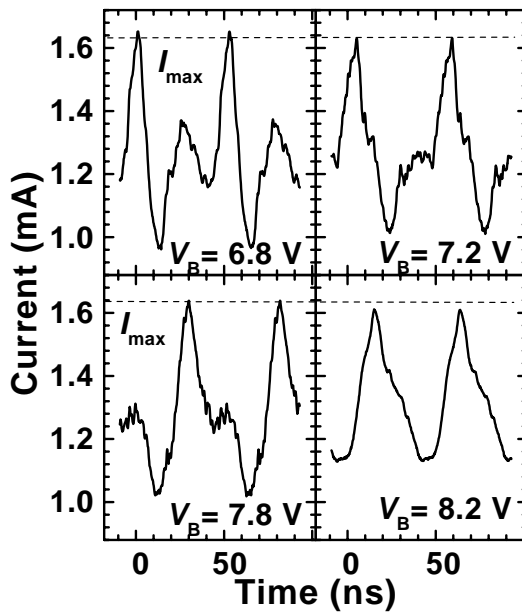


Abbildung 6.14: Zeitverhalten des Stromes im zweiten Plateau von Probe 9/4A bei den angegebenen Spannungen, gemessen bei 5 K.

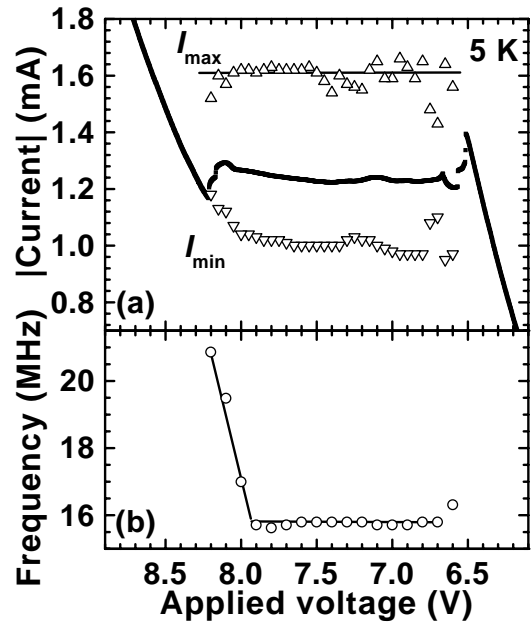


Abbildung 6.15: (a) Zweites Plateau der I - U -Kennlinie, Strommaximum und -minimum sowie (b) Oszillationsfrequenz in Abhängigkeit von der angelegten Spannung, der Probe 9/4A, gemessen bei 5 K.

Frequenz von 15,7 MHz. Im letzten Drittel nimmt die Frequenz *in etwa linear* mit der Spannung zu. Der maximale Strom I_{\max} ist über das gesamte Plateau annähernd konstant. Das Frequenzverhalten, das zeitliche Verhalten des Stromes und ein konstanter Wert I_{\max} sind vergleichbar zu dem Verhalten der Probe im ersten Plateau für negative Spannungen bei einer Temperatur von 100 K (vgl. Abb. 6.11 und 6.12). Dies sind deutliche Anzeichen dafür, dass auch im *zweiten Plateau Tripol-Oszillationen* vorhanden sein können. Auch hier kann eine Verarmungszone am Emitter generiert werden, wenn der Strom einen kritischen Wert I_{crit} überschreitet. Dieser Wert ergibt sich für das zweite Plateau, nach dem Modell aus Abb. 5.7, aus dem Schnittpunkt der Charakteristik des Emitters mit der Kennlinie des Übergitters im NDC-Bereich der ($E_1 \rightarrow E_2$)-Resonanz. Ist der Strom größer als dieser Wert, ist die Feldstärke am Emitter größer als die an der ersten Übergitterbarriere, weshalb sich nach der Poissongleichung am Emitter eine Akkumulationsschicht ausbildet. Die vorhandene Verarmungsschicht löst sich vom Emitter ab und bewegt sich durch das Übergitter. Diese Verarmungszone muss in dieser Probe über mindestens *sieben* Übergitterperioden ausgedehnt sein (s. oben). Dieses zweite Plateau ist kürzer als das bei negativer Polarität. Am Ende des Plateaus geht I_{\min} kontinuierlich in die I - U -Kennlinie über. Hier ist der räumliche Bereich zwischen Emitter und der Position, wo sich die beiden Fronten auflösen, zu klein, so dass die Verteilung nicht oszillieren kann. Vergleicht man die Widerstände der Probe bei Spannungen direkt vor Beginn der beiden Plateaus, so erhält man bei *positiver* Spannung für *beide Plateaus* den gleichen Wert von 4,7 k Ω . Dies stimmt mit der Annahme des theoretischen Modells von Amann *et al.* [34] überein, dass

der Emitter ohmsch ist. Für Tripol-Oszillationen im zweiten Plateau gibt es zur Zeit keine theoretischen Modelle. Der Mechanismus sollte aber der gleiche wie im ersten Plateau sein.

6.2.5 Zusammenfassung

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass *Tripol-Oszillationen* auftreten, wenn der Widerstand der Emitterkontaktschicht hinreichend groß ist, dass sich seine Strom-Feldstärke-Charakteristik mit der des Übergitters im NDC-Bereich der dem Plateau entsprechenden Resonanz bei einem Wert I_{crit} kreuzt. Ist dieser Wert kleiner als der Wert, bei dem stabile Äste auftreten würden, so löst sich jedes Mal, wenn I_{crit} überschritten wird, eine Verarmungs- und anschließend eine neue Akkumulationsschicht vom Emitter und wandert durch das Übergitter. Das zeitliche Verhalten des Stromes ist nicht sinusförmig, sondern zeigt charakteristische Strukturen, die gut mit einem Modell reproduziert werden können. Im ersten Teil des Plateaus ändert sich die Frequenz kaum mit der Spannung, im zweiten Teil steigt sie etwa linear an.

6.3 Escape-Time-Modell

In den späten 80er Jahren wurden die ersten Modelle entwickelt, um die nicht linearen Phänomene in Halbleiterübergittern mit diskreten Gleichgewichtsgleichungen zu beschreiben [86, 87, 88]. 1994 entwickelten Bonilla *et al.* [89] das *Discrete-Drift*-Modell, welches von seiner und von den Gruppen von Platero und Schöll weiter entwickelt wurde. Ein ähnliches Modell, bei dem auch die Elektronendichte im zweiten Subband betrachtet wird, wird in der Gruppe von Schöll ebenfalls seit 1994 genutzt, um die nichtlinearen Transportphänomene in Halbleiterübergittern zu beschreiben [90, 91, 92, 93].

Alle diese Modelle liefern qualitativ eine recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Quantitativ weichen aber die berechneten Frequenzen teilweise um mehr als eine Größenordnung von den gemessenen Werten ab. Hinzu kommt, dass die Lösung dieser Differenzialgleichungssysteme viel Rechenzeit in Anspruch nimmt.

Mit dem halbklassischen *Escape-Time*-Modell besteht nun die Möglichkeit, die Frequenz ohne die Berechnung der eigentlichen Dynamik abzuschätzen. Man benötigt lediglich die aus dem Kronig-Penney-Modell (Abschnitt 2.2) berechneten Energieniveaus und die analytisch berechenbare Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen. Somit kann man die Oszillationsfrequenz einer Probe nur aus den Wachstumsparametern vor der Probenherstellung abschätzen. Die tatsächlich gemessenen Frequenzen sind für die schwach gekoppelten Übergitter etwas größer als die berechneten.

Das *Escape-Time*-Modell liefert aber auch gute Ergebnisse für stark gekoppelte Übergitter [94, 95, 96], bei denen der Transport nicht durch sequenzielles Tunneln, sondern durch Minibandtransport stattfindet. Hier ist die beobachtete Frequenz etwas kleiner als die berechnete. Der *Skalierungsfaktor* zwischen gemessener und berechneter Frequenz

Tabelle 6.1: Probenparameter und Oszillationsfrequenzen für schwach gekoppelte Übergitter. E_i und Δ_i bezeichnen die mittlere Energie und Breite des i -ten Subbandes, f_i die gemessene Frequenz bei der angegebenen Temperatur T , f_{cal} die nach Gl. (6.6) berechnete Frequenz und s das Verhältnis f_i/f_{cal} . Die Symbole entsprechen den Symbolen in Abb. 6.18 und 6.19. Schwach gekoppelte Proben sind mit vollen, stärker gekoppelte mit offenen Symbolen gekennzeichnet.

d_W (nm)	d_B (nm)	Symbol	i	E_i (meV)	Δ_i (meV)	T (K)	f_i (MHz)	f_{cal} (MHz)	s
9,0	1,4	□	1	44,3	4,5	300	5 000	14 000	0,36
9,0	1,5	◇	1	44,5	3,7	300	1 500	10 000	0,15
15,0	0,9	△	1	18,6	3,7	6	2 500	21 000	0,12
10,1	1,4	▽	1	36,7	3,4	300	1 800	10 000	0,18
10,0	4,0	✱	1	48,0	2,0	6	1 800	500	3,6
15,0	1,7	●	1	18,8	0,7	300	500	750	0,7
			2	75,8	2,8	300	8 000	3 000	2,7
20,0	2,0	◆	1	11,3	0,2	—	—	80	—
			2	45,3	0,7	300	600	470	1,3
			3	102,2	1,7	300	1 200	1 100	1,0
			4	182,4	3,2	300	2 300	2 100	1,0
13,3	2,7	▼	1	23,3	0,1	6	25	19	1,3
			2	93,0	0,6	6	500	88	5,6
			3	211,0	1,6	6	1 200	270	4,4
15,0	2,9	▲	1	19,0	< 0,1	300	45	8,6	5,2
			2	75,8	0,3	300	500	40	12,5
			3	171	0,8	300	1 700	120	14,0
			4	305	1,9	6	4 000	320	12,5
9,0	4,0	■	1	44,4	< 0,1	6	1	0,66	1,5
			2	180,0	0,1	6	20	5,3	3,7

ändert sich sprunghaft von einem Wert größer als eins zu einem Wert kleiner als eins bei einer Minibandbreite von etwa 2 meV.

6.3.1 Das Modell

Aus Tabelle 6.1, speziell an den drei Proben mit einer Topfbreite von $d_W = 15$ nm und verschiedenen Barrierenbreiten (0,9, 1,7 und 2,9 nm), erkennt man, dass die Frequenz

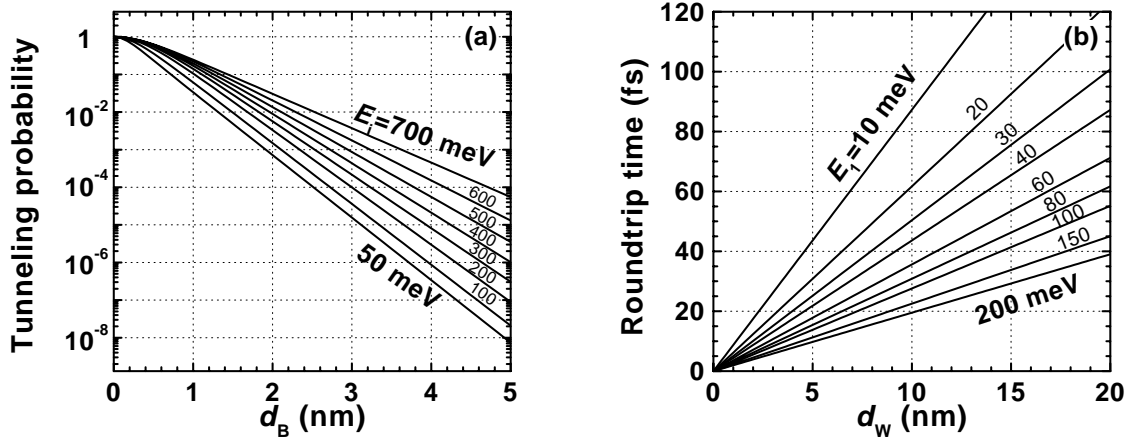


Abbildung 6.16: (a) Tunnelwahrscheinlichkeit durch eine rechteckige AlAs-Barriere in Abhängigkeit von der Barrierendicke für eine Subbandenergie E_i und (b) klassische Umlaufzeit in Abhängigkeit von der Topfbreite für verschiedene Elektronenenergien E_1 .

der Stromoszillationen exponentiell von der Barrierendicke abhängt. Der einfachste Ansatz, um eine solche Abhängigkeit zu erhalten, ist, die Kopplung zwischen benachbarten Töpfen in der Wentzel-Kramers-Brillouin-(WKB-)Näherung zu betrachten. In diesem Fall ist der dominierende Term für die Tunnelwahrscheinlichkeit $T_i(E_i)$ durch eine Barriere der Höhe ΔE_c und der Dicke d_B in Abhängigkeit von der Elektronenenergie E_i zwischen benachbarten Töpfen durch

$$T(E_i) = \exp\left(-\frac{2d_B}{\hbar} \sqrt{2m_B^*(\Delta E_c - E_i)}\right) \quad (6.1)$$

gegeben. Hierbei ist $\Delta E_c - E_i$ ein Maß für die *effektive Barrierenhöhe*, welche sich mit zunehmender Feldstärke verringert.

Der exakte Wert für die Tunnelwahrscheinlichkeit durch eine *rechteckige* Potenzialbarriere ist gegeben durch [26]

$$T(E_i) = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} (x + x^{-1})^2 \sinh^2(\kappa d_B)} \quad (6.2)$$

$$\text{mit } \kappa = \sqrt{2m_B^*(\Delta E_c - E_i)}/\hbar \text{ und } x = \sqrt{\frac{m_B^* E_i}{m_W^*(\Delta E_c - E_i)}}. \quad (6.3)$$

Abbildung 6.16(a) zeigt die Abhängigkeit der Tunnelwahrscheinlichkeit von der Barrierendicke für Elektronen mit der Energie E_i . Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt etwa exponentiell mit zunehmender Schichtdicke ab.

Um aus der Tunnelwahrscheinlichkeit $T_i(E_i)$ eine *Oszillationsfrequenz* zu berechnen, wird die *klassische Umlaufzeit* τ_{rt} eines Elektrons mit der Energie E_i in einem Potenzialtopf der Breite d_W eingeführt:

$$\tau_{rt}(E_1) = \frac{2 d_W}{v(E_1)} = 2 d_W \sqrt{\frac{m_W^*}{2E_1}}. \quad (6.4)$$

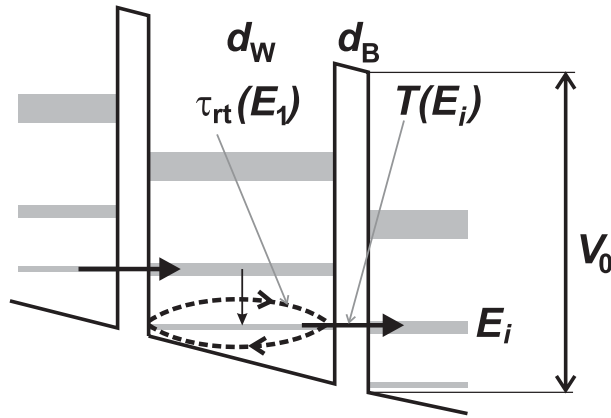


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung des *Escape-Time*-Modells für $i = 2$.

Für die Energie wird der Wert des ersten Subbandes E_1 angenommen, da sich bei der verwendeten Dotierungskonzentration die Elektronen fast ausschließlich im ersten Subband befinden, bevor sie durch die Barriere tunneln. In Abb. 6.16(b) ist die lineare Abhängigkeit der Umlaufzeit von der Topfbreite für Elektronen mit der Energie E_1 dargestellt.

Die Zeit τ_{esc} , die ein Elektron benötigt, um aus dem Topf in den benachbarten zu entweichen (*Escape Time*), ist nun durch den Quotienten aus klassischer Umlaufzeit $\tau_{\text{rt}}(E_1)$ und quantenmechanischer Tunnelwahrscheinlichkeit $T(E_i)$ gegeben:

$$\tau_{\text{esc}}(E_i) = \frac{\tau_{\text{rt}}(E_1)}{T(E_i)}. \quad (6.5)$$

Für die Berechnung der Tunnelwahrscheinlichkeit wird die Mitte des Subbandes E_i benutzt, das mit dem Kronig-Penney-Modell [Gl. (2.2)] ohne elektrisches Feld berechnet wird. Abbildung 6.17 zeigt eine schematische Darstellung des *Escape-Time*-Modells für $i = 2$.

Die Oszillationsfrequenz des Stromes kann man nun aus dem reziproken Produkt von *Escapezeit* und Anzahl der Perioden, über die sich die Domänengrenze bewegt, bestimmen:

$$f_{\text{cal}} = \frac{1}{N_{\text{osc}} \tau_{\text{esc}}(E_i)}. \quad (6.6)$$

Für schwach gekoppelte Übergitter mit Monopol-Oszillationen erstreckt sich der Oszillationsbereich nur über einen Teil der Übergitterperioden (Abb. 6.2) [97]. Für die Berechnungen der Frequenzen wurde $N_{\text{osc}} = 0,3 \cdot N_{\text{SL}}$ angenommen.

6.3.2 Vergleich des Modells mit gemessenen Frequenzen

Für alle untersuchten Proben aus Tabelle 6.1 wurde die Frequenz f_{cal} nach Gl. (6.6) unter Verwendung von Gl. (6.3) berechnet. Die Daten der Proben und Lage der Minibänder sind im Anhang in den Tabellen A.1 bzw. A.2 aufgelistet. Abbildung 6.18 zeigt die gemessenen (f_i) gegenüber den berechneten (f_{cal}) Frequenzen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet

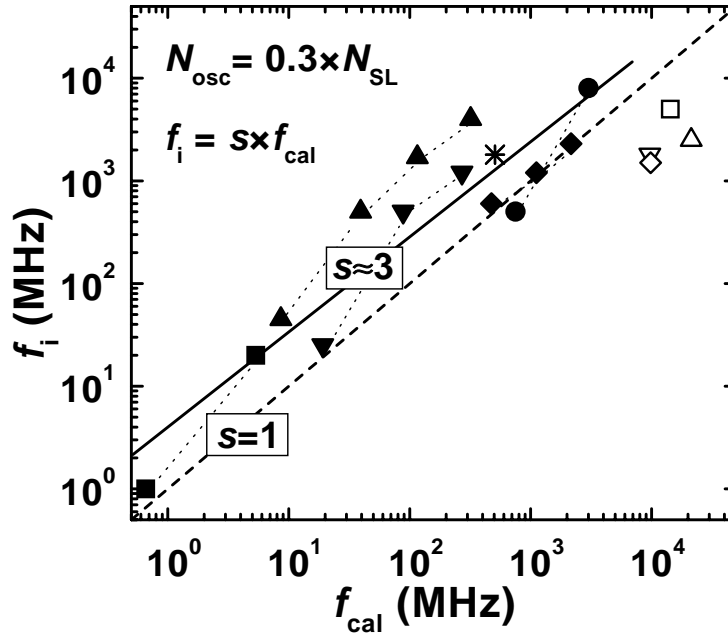


Abbildung 6.18: Gemessene (f_i) gegenüber berechneten (f_{cal}) Frequenzen für die Proben aus Tabelle 6.1. Punkte gleicher Proben für Oszillationen in verschiedenen Plateaus sind mit gepunkteten Linien verbunden. Die gestrichelte Linie kennzeichnet $f_i = f_{cal}$. Die durchgezogene Linie ist eine lineare Anpassung an die vollen Symbole.

$f_i = f_{cal}$. Für die vollen Symbole, die schwach gekoppelte Übergitter mit einer Minibandbreite $\Delta_1 < 1$ meV repräsentieren, beträgt der Anstieg der linearen Anpassung im doppelt logarithmischen Diagramm 0,92 in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 1. Um die berechneten mit den gemessenen Werten direkt vergleichen zu können, wird der Skalierungsfaktor s eingeführt, der durch das Verhältnis beider Werte bestimmt ist, d. h., $s = f_i/f_{cal}$. Für die schwach gekoppelten Übergitter in Abb. 6.18 ist dieser Faktor etwa 3, d. h., die beobachteten Frequenzen sind etwas größer als die berechneten.

Die Genauigkeit des *Escape-Time*-Modells ist für schwach gekoppelte Übergitter recht gut, da bei der Berechnung der Frequenzen im i -ten Plateau das i -te Energieniveau verwendet wird. Dagegen tunneln die Elektronen in der Hochfelddomäne in das $(i + 1)$ -te Niveau, so dass eine etwas höhere Frequenz erwartet wird. Bei höheren Feldstärken ist der Quantentopf in dem Bereich des ersten Energieniveaus dreieckig (vgl. Abb. 2.11), weshalb hier d_W und damit die Umlaufzeit τ_{rt} etwas kürzer ist als im Modell angenommen. Aus diesem Grund ist die Oszillationsfrequenz in höheren Plateaus ebenfalls etwas größer als die vom Modell vorhergesagte. Eine weitere Vereinfachung ist die Vernachlässigung der Verschiebung der Energieniveaus (*Quantum-Confined-Stark-Effect*) und die Änderung der Barrierenform durch Anlegen des elektrischen Feldes. Die relativ große Streuung der Daten kann auch von Dotierungsfluktuationen herrühren. Theoretische Berechnungen [98] zeigen, dass sich die Frequenz um einen Faktor 5 erhöht, wenn die Dotierkonzentration zwischen den verschiedenen Quantentöpfen um nur 3% fluktuiert. Einige Proben oszillierten nur bei tiefen Temperaturen, andere bei Zimmertemperatur. Bei Proben, die bei beiden Temperaturen oszillieren, ist die Frequenz bei Zimmertemperatur etwa

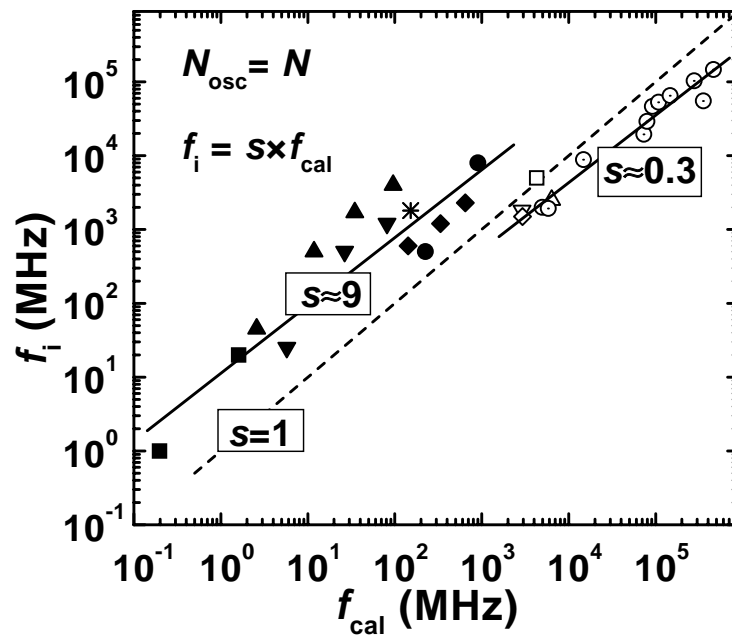


Abbildung 6.19: Gemessene (f_i) gegenüber berechneten (f_{cal}) Frequenzen für die Proben aus Tabelle 6.1 und für stark gekoppelte Übergitter aus [94, 95, 96] (gepunktete Kreise). Hier wurde die Frequenz im Gegensatz zu Abb. 6.18 mit $N_{osc} = N_{SL}$ berechnet.

dreimal größer als bei tiefen Temperaturen. Ein weiterer Grund für die Streuung der Daten könnten die verschiedenen Oszillationsmoden (Monopol- und Tripol-Oszillationen) sein, die zwischen den Übergittern und verschiedenen Plateaus variieren können [81, 79, 99, 82].

Dieses einfache Modell scheint aber trotzdem bessere Ergebnisse zu liefern als das kompliziertere Transfermodell von Sánchez *et al.* [79]. In dieser Arbeit wurde eine Frequenz im zweiten Plateau eines 13,3/2,7 nm GaAs/AlAs Übergitters von etwa 20 MHz berechnet. Dieser Wert ist mehr als eine Größenordnung kleiner als der experimentelle Wert von etwa 500 MHz. Das *Escape-Time*-Modell liefert 90 MHz.

6.3.3 Vergleich von schwach mit stark gekoppelten Übergittern

Bei der linearen Anpassung in Abb. 6.18 wurden die am stärksten gekoppelten Übergitter (offene Symbole) mit berechneten Minibandbreiten $\Delta_1 = 3,4 - 4,5$ meV nicht berücksichtigt. Für diese Proben ist die gemessene Frequenz *kleiner* als die berechnete ($s < 1$). Um das *Escape-Time*-Modell auch mit noch stärker gekoppelten Übergittern zu vergleichen, wurden zusätzlich die Daten von Übergittern verwendet, die in der Gruppe von Prof. Renk an der Universität Regensburg untersucht wurden [94, 95, 96]. Bei den stark gekoppelten Übergittern bewegt sich eine *Dipoldomäne* durch das gesamte Übergitter [14]. Deshalb wurde hier $N_{osc} = N_{SL}$ (anstatt $N_{osc} = 0,3 \cdot N_{SL}$) in Gl. (6.6) verwendet. Die gepunkteten Kreise in Abb. 6.19 stellen die gemessenen Frequenzen dieser stark gekoppelten Proben mit Minibandbreiten von $\Delta_1 = 16 - 140$ meV gegenüber den berechneten dar. Das Modell liefert auch für diese Proben eine gute Übereinstimmung, da die Anpassungsgerade in

Abb. 6.19 für diese Proben ebenfalls einen Anstieg von etwa eins hat. Im Gegensatz zu den schwach gekoppelten Übergittern ist die gemessene Frequenz hier immer *kleiner* als die berechnete ($s \approx 0,3$). Abbildung 6.19 zeigt auch die Daten der eigenen Proben, unter der Annahme, dass sich die Oszillationen über das gesamte Übergitter erstrecken. Die vier am stärksten gekoppelten dieser Übergitter (offene Symbole) haben wie die stark gekoppelten Regensburger Proben einen Skalierungsfaktor $s < 1$. Es scheint ein fundamentaler Unterschied zu den schwach gekoppelten Proben (volle Symbole) zu bestehen. Die Änderung des Skalierungsfaktors bei einer Minibandbreite Δ_1 von *wenigen meV* zeigt, dass hier der Transportmechanismus vom sequenziellen resonanten Tunneln in Minibandtransport übergeht. Das könnte auch die Ursache dafür sein, dass bei den stark gekoppelten Proben (offene Symbole) nur das erste Plateau in der I - U -Kennlinie beobachtet werden kann.

Wacker *et al.* [100,93] leiteten aus theoretischen Betrachtungen Bedingungen ab, bei denen sequenzielles Tunneln, Minibandtransport oder Wannier-Stark-Sprünge auftreten. Ist die Minibandbreite Δ_1 kleiner als die Streuverbreiterung $\Gamma = \hbar/\tau_{\text{scatt}}$ des Minibandes, so erfolgt der Elektronentransport durch sequenzielles Tunneln. Ist Δ_1 dagegen größer als 4Γ , so sollte bei kleinen Feldstärken Minibandtransport auftreten. Der Bereich zwischen diesen Minibandbreiten ist bei dieser Betrachtung ein Übergangsbereich. Die Streuverbreiterung Γ hängt von den Probeneigenschaften und der Temperatur ab. In einem theoretischen Modell wurde zur Berechnung der homogenen Kennlinie $\Gamma = 8$ meV angenommen [34]. Nach den Ergebnissen aus Abb. 6.19 könnte der Übergang vom reinen sequenziellen Tunneln zum Minibandtransport schon bei einer Minibandbreite $\Delta_1 \approx 2$ meV stattfinden, wobei der Übergang nicht scharf ist.

6.3.4 Transit-Time-Frequenz

Die Oszillationsfrequenz kann auch aus der mittleren Stromstärke I des entsprechenden Plateaus abgeschätzt werden. Die *Transit-Time-Frequenz* f_T ist die inverse Zeit, die ein Ladungsträger benötigt, um das Übergitter zu durchqueren:

$$f_T = \frac{I}{eAL\bar{n}_{3d}}, \quad (6.7)$$

wobei A die Fläche, L die Länge und $\bar{n}_{3d} = n_{3d} \cdot l_{\text{dop}}/d$ die mittlere Dotierung des Übergitters ist.

Abbildung 6.20 zeigt den Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Frequenzen einiger Proben. Die gemessenen Frequenzen sind etwa um den Faktor drei größer als die berechneten, was mit dem räumlich beschränkten Oszillationsbereich zu erklären ist. Die Streuung der Daten ist geringer als beim *Escape-Time*-Modell, da bei diesem Modell weniger Annahmen gemacht werden. Die klassische Umlaufzeit in jedem Quantentopf und die Tunnelwahrscheinlichkeit des *Escape-Time*-Modells stecken hier in der Stromdichte I/A . Der Nachteil dieses Modells besteht darin, dass man die Stromdichte im Plateau kennen muss, um die Frequenz ausrechnen zu können, d. h., die I - U -Kennlinie der Probe muss bekannt sein.

Andersherum kann man mit dem *Escape-Time*-Modell aus den Probenparametern die

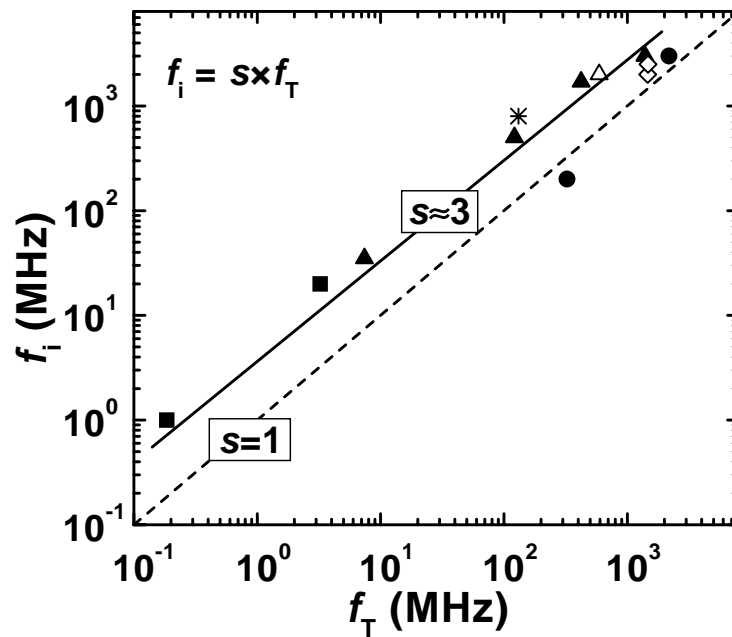


Abbildung 6.20: Gemessene Frequenz (f_i) gegenüber *Transit-Time-Frequenz* (f_T). Die Symbole entsprechen denen der Proben aus Tabelle 6.1.

Oszillationsfrequenz abschätzen und mit Gl. (6.7) den Plateaustrom berechnen. So kann man vor der Probenherstellung die zu erwartende Frequenz und die mittlere Stromdichte, die für die Wahl eines geeigneten Mesadurchmessers wichtig ist, in den einzelnen Plateaus abschätzen.

6.4 Äußere Beschaltung und Wirkungsgrad

Für die technische Anwendung eines Halbleiterübergitters als elektronisches Bauelement zur Erzeugung von hochfrequenten Stromoszillationen spielt der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{\text{Oszillationsleistung}}{\text{Gleichspannungsleistung}} \quad (6.8)$$

eine wichtige Rolle. Derzeit werden für die Erzeugung von Schwingungen im GHz-Bereich spannungsgesteuerte Oszillatoren (VCO = *Voltage Controlled Oscillator*) verwendet. VCOs bestehen z. B. aus zwei über Kreuz geschalteten Schwingkreisen, deren Kapazitäten (Kapazitätsdioden) durch eine Steuerspannung geändert werden können [101, 102]. Dadurch kann man die Frequenz variieren. Die Schwingungen werden mit schnellen Transistoren verstärkt. Der Wirkungsgrad dieser Bauelemente beträgt maximal 3%.

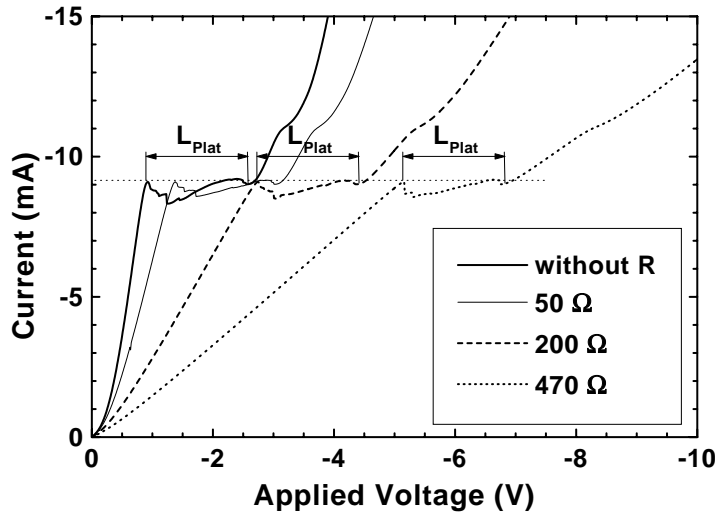


Abbildung 6.21: I - U -Kennlinien der Probe 10,1/1,4 (Mesa $35\ \mu\text{m}$) bei verschiedenen Vorwiderständen.

6.4.1 Zwei unterschiedliche Beschaltungsarten – Reihenwiderstand

Um die Stromoszillationen vom Gleichstrom zu trennen, wurde bei den Messungen ein Bias-T verwendet. Dabei kann man den Strom auf zwei Arten messen. Eine Möglichkeit besteht darin, dass man den kapazitiven Ast des Bias-Ts auf Masse legt und den Strom als Spannung am $50\text{-}\Omega$ -Eingang des Spektrumanalysators bzw. Oszilloskopes misst. [vgl. Abb. 3.6(a)]. Dabei fällt auch Gleichspannung über den $50\text{-}\Omega$ -Widerstand des Messgerätes ab, so dass Gleichspannungsleistung verloren geht. Deswegen ist bei dieser Beschaltung der Wirkungsgrad η geringer als bei der folgenden.

Einen besseren Wirkungsgrad erzielt man, wenn man den einen Pol des Übergitters auf Masse legt und die Oszillationen über das Bias-T auskoppelt [vgl. Abb. 3.6(b)]. Bei dieser Beschaltung fällt die gesamte Gleichspannung über das Übergitter ab. Es geht keine Gleichspannungsleistung am Messgerät verloren.

Solange der Widerstand des Übergitters wesentlich größer als der des Messgerätes ($50\ \Omega$) ist, spielt die Beschaltungsart keine Rolle. Ist der Widerstand des Übergitters dagegen kleiner als einige hundert Ohm, so unterscheiden sich die Kennlinien merklich. Der Widerstand des Übergitters vergrößert sich natürlich, wenn man die Spannung im Bereich des Plateaus erhöht. Abbildung 6.21 zeigt die I - U -Kennlinien der Probe 10,1/1,4 (Mesadurchmesser $35\ \mu\text{m}$) für verschiedene Reihenwiderstände. Der Widerstand der Probe am Plateauanfang beträgt etwa $100\ \Omega$. Befindet sich das Oszilloskop ($R_{\text{Reihe}} = 50\ \Omega$) im Gleichstromkreis (dünne Linie), verschiebt sich das Plateau um die Hälfte der Plateauanfangsspannung ohne Reihenwiderstand (dicke Linie). Der Einfluss des Reihenwiderstandes wird deutlicher, wenn man ihn erhöht (gestrichelte und gepunktete Linie). Die Spannung, bei der ein charakteristischer Punkt der Kennlinie auftritt, ist

$$U = U_0 + I \cdot R_{\text{Reihe}}. \quad (6.9)$$

Dabei ist U_0 die Spannung ohne Reihenwiderstand. Da der Strom I im Plateau etwa kon-

stant ist, ist die *Länge des Plateaus* unabhängig vom Reihenwiderstand. Unter- und oberhalb des Plateaus, wo sich der Strom ändert, werden die Kennlinien zu höheren Spannungen gestreckt.

Die Frequenzcharakteristik ändert sich durch die Reihenwiderstände kaum, außer es kommt zu Reflexionen an den nicht richtig abgeschlossenen Kabelenden, welche im letzten Abschnitt dieses Kapitels genauer untersucht werden.

6.4.2 Wirkungsgrad

Der gemessene Wirkungsgrad der Proben hängt tendenziell mit der Stärke der Kopplung, d. h. Minibandbreite Δ_1 , zusammen. Probe 20/2 ($\Delta_1 = 0,18$ meV) besitzt beispielsweise im dritten Plateau einen Wirkungsgrad von maximal 0,02%. Dagegen hat Probe 9/1.5 ($\Delta_1 = 3,7$ meV) einen Wirkungsgrad von maximal 0,7%, jeweils gemessen bei Raumtemperatur. Bei tieferen Temperaturen konnten Wirkungsgrade bis 2% erreicht werden. Die Oszillationsleistung ist im Allgemeinen in der Nähe des Plateauanfangs maximal. Schaltet man zusätzlich einen Reihenwiderstand in den Stromkreis, so nimmt die Gleichspannungsleistung zu, da das Plateau bei einer höheren Spannung auftritt (vgl. Abb. 6.21). Die Oszillationsleistung verringert sich aber nur geringfügig.

6.5 Das Übergitter im Resonator

Im allgemeinen ändert sich die Oszillationsfrequenz der Übergitter kontinuierlich mit der angelegten Spannung. Dennoch wurden bei einigen Proben diskrete Frequenzbänder beobachtet. Die Frequenz bleibt in einem Band über einen gewissen Spannungsbereich nahezu konstant und springt dann zu einem anderen. Die Frequenzen stehen in bestimmten rationalen Verhältnissen zueinander. In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie diese Frequenzbänder mit der äußeren Beschaltung zusammenhängen.

6.5.1 Probe auf separatem Probenhalter

Zunächst werden die Oszillationseigenschaften der Probe 20/2 auf dem separaten Probenhalter außerhalb des Kryostaten dargestellt. Die Beschaltung erfolgte nach Abb. 3.6(b). Ein Probenkontakt wurde direkt am Probenhalter auf Masse gelegt. Am anderen Kontakt wurde das Bias-T direkt angeschlossen. Der Spektrumanalysator wurde über ein 2 m langes Kabel mit dem Bias-T verbunden.

Abbildung 6.22 zeigt die Frequenz und die Stromstärke in Abhängigkeit von der Spannung für das dritte Plateau der Probe, gemessen bei Raumtemperatur. Die Frequenz ändert sich *nicht kontinuierlich*, sondern sprunghaft. Zwischen den Sprüngen steigt sie nur wenig mit der Spannung an. Die Frequenzdifferenz zwischen den Bändern ist etwa konstant. Bei den Spannungen, bei denen die Oszillationsamplitude maximal ist, ist die Frequenz exakt ein *ganzzahliges* Vielfaches einer Grundfrequenz f_0 . Bei den Spannungen, bei denen die

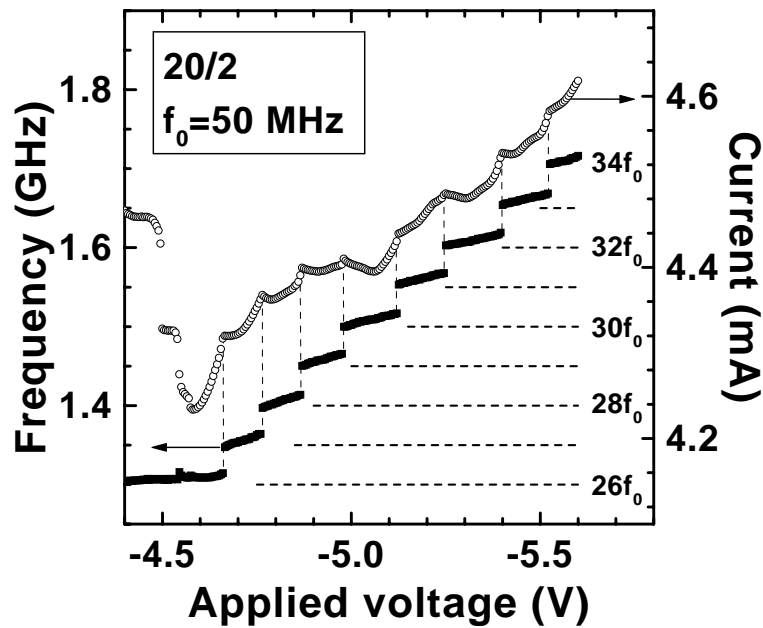


Abbildung 6.22: Frequenz und Gleichstrom als Funktion der Spannung im dritten Plateau der Probe 20/2, gemessen bei Raumtemperatur. Die Frequenz springt zwischen verschiedenen Bändern. Bei den Spannungen, bei denen die Oszillationsamplitude maximal ist, ist die Frequenz ein *ganzzahliges* Vielfaches einer Grundfrequenz f_0 .

Frequenz springt, ist die I - U -Kennlinie nicht stetig differenzierbar.

In Abb. 6.23 sind die Frequenz-Spannungscharakteristiken für verschiedene Kabellängen dargestellt. Die Grundfrequenz f_0 hängt von der Gesamtkabellänge zwischen Probe und Spektrumanalysator ab. Die Position des dazwischengeschalteten Bias-Ts beeinflusst f_0 *nicht*. Wurde kein Kabel benutzt (Spektrumanalysator und Bias-T waren direkt mit einem Adapter verbunden), änderte sich die Frequenz kontinuierlich mit der Spannung. Bei einem 1 m langen Kabel betrug die Differenz $f_0 = 88$ MHz. Mit zunehmender Kabellänge wurden die Frequenzsprünge kleiner. Bei einem 5 m langen Kabel konnten Frequenzen bis zur 80. Harmonischen der Grundfrequenz $f_0 = 22$ MHz gemessen werden.

Trägt man die inverse Grundfrequenz $1/f_0$ als Funktion der Kabellänge auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Aus der Beziehung

$$(f_0)^{-1} = 2 \cdot \frac{L_{\text{cable}} + L_0}{v_{\text{cable}}} \quad (6.10)$$

erhält man eine Signalgeschwindigkeit im Kabel von $v_{\text{cable}} = 2,30 \cdot 10^8$ m/s sowie eine zusätzliche effektive Kabellänge $L_0 = 0,25$ m (Signalweg im Spektrumanalysator). Der Faktor 2 wurde eingeführt, da das Signal im Kabel hin und zurück laufen muss. Die aus diesem Anstieg ermittelte Signalgeschwindigkeit stimmt sehr gut mit dem aus der Messung mit dem Laufzeitreflektometer (Abschnitt 3.2.5) bestimmten Wert $v_{\text{TDR}} = 2,32 \cdot 10^8$ m/s überein.

Die elektromagnetische Welle wird also vom Spektrumanalysator teilweise reflektiert

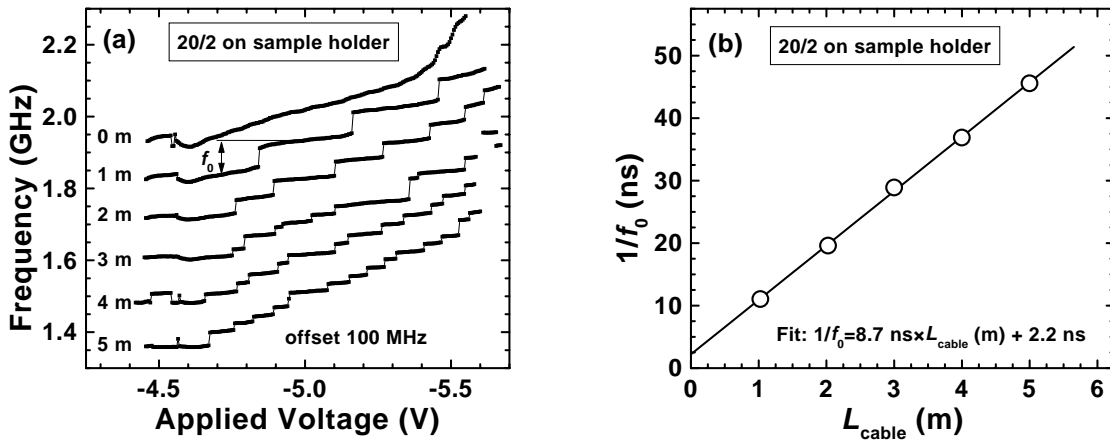


Abbildung 6.23: (a) Frequenzverhalten der Probe 20/2 für verschiedene Kabellängen L_{cable} zwischen Probe und Spektrumanalysator. Mit zunehmender Länge nimmt die Differenz zwischen den Bändern ab. (b) Inverser Frequenzabstand $1/f_0$ als Funktion der Kabellänge. Aus dem linearen Fit kann die Signalgeschwindigkeit sowie eine zusätzliche effektive Kabellänge L_0 ermittelt werden.

und gelangt wieder zur Probe. Laufzeitreflektometermessungen zeigen, dass bei Frequenzen von einigen GHz maximal 10% der Spannung (1% der Leistung) vom Spektrumanalysator reflektiert werden (Abb. 3.8). Da das Übergitter ein *nichtlinearer Oszillator* ist, kann es seine Frequenz an solche zurückwirkenden schwachen Oszillationen anpassen. Es synchronisiert seine natürliche Frequenz auf ein *ganzzahliges* Vielfaches der inversen Signalumlaufzeit. Es laufen also eine *ganze* Anzahl von Wellenzügen im Kabel um, wobei die rücklaufende Welle wesentlich schwächer ist.

6.5.2 Probe im Kryostat

Baute man die Probe 20/2 in den Kryostat ein, so unterschied sich das Verhalten deutlich von dem, das man bei Messungen auf dem separaten Probenhalter beobachtete. Bei diesen Messungen wurde der Ausgang des einen Kryostatenkabels auf Masse gelegt und am anderen Ausgang das Bias-T angeschlossen [Schaltung in Abb. 3.6(b)]. Abbildung 6.24 zeigt Frequenzspektren in Abhängigkeit von der Spannung. Die Frequenzbänder sind hier viel schärfer ausgeprägt als bei Messungen auf dem Probenhalter außerhalb des Kryostaten. Der Abstand zwischen jeweils zwei Frequenzen beträgt in etwa $\Delta f \approx 360$ MHz. Dieser Wert ist wesentlich größer als bei Messungen auf dem Probenhalter, was auf eine kürzere Kabellänge schließen lässt. Geht man davon aus, dass der Frequenzabstand zwischen zwei Frequenzbändern der Grundfrequenz entspricht ($f_0 = \Delta f$), so kann man hier in der Mitte des Plateaus nur *halbzahlige* Vielfache von f_0 beobachten. Wenn man eine Signalgeschwindigkeit von $v_{\text{cable}} = 2,30 \cdot 10^8$ m/s annimmt [vgl. Gl. (6.10)], so erhält man eine Kabellänge von $L_{\text{cryo}} = v_{\text{cable}}/2f_0 = 0,32$ m. Jedes Hochfrequenzkabel von der Probe bis zum Ausgang des Kryostaten hat eine Länge von etwa 0,26 m. Der Resonator wird also nur durch *ein Kryostatenkabel* gebildet, das am Ausgang kurzgeschlossen ist.

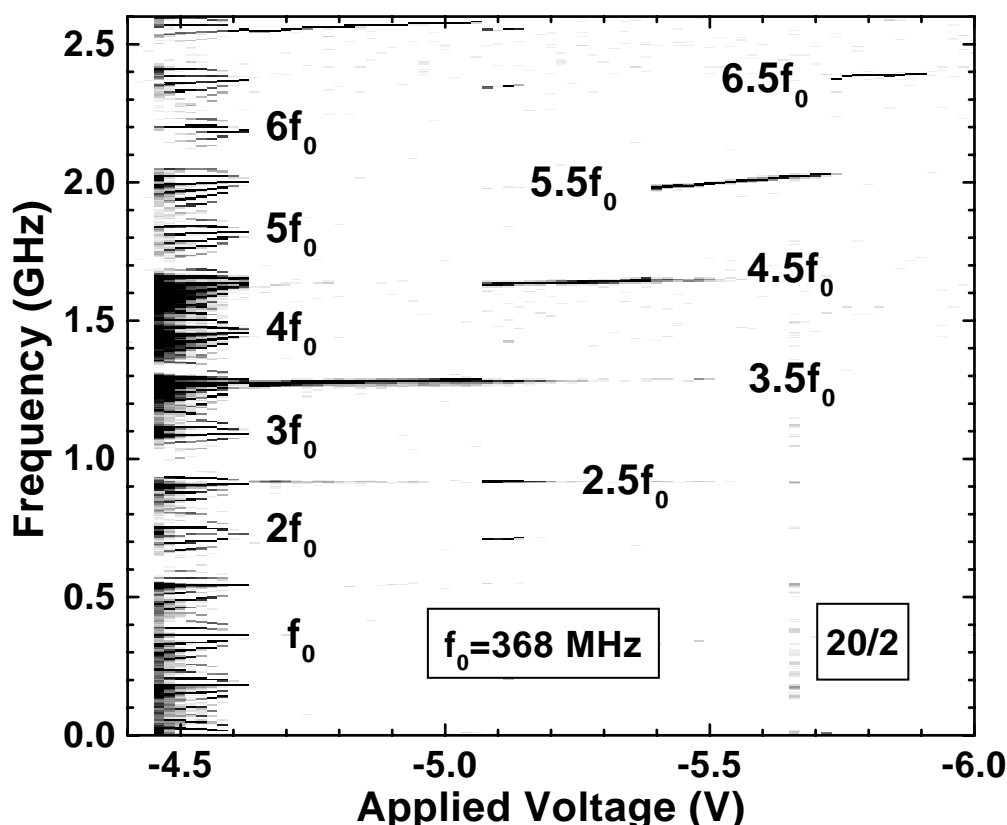


Abbildung 6.24: Frequenzspektren der Probe 20/2 in Abhängigkeit von der Spannung, gemessen im Kryostat bei Raumtemperatur. Dunkle Bereiche entsprechen hoher Leistung.

6.5.3 Abschluss des Kabels

Die Ursache, dass auf dem separaten Probenhalter *ganzzahlige* Vielfache und im Kryostat *halbzahlige* Vielfache der Grundfrequenz beobachtet werden, liegt im Abschluss der Kabel. Im ersten Fall werden die Wellen am Spektrumanalysator, im zweiten Fall am Masseabschluss des einen Kryostatenkabels reflektiert. Die Länge des Kabels zum Spektrumanalysator spielte hier keine Rolle. Die Reflexion am kurzgeschlossenen Kabelende ist viel stärker als die am Spektrumanalysator.

Abbildung 6.25 zeigt Frequenzcharakteristiken der Probe 20/2 im Kryostat, gemessen mit verschiedenen Abschlusswiderständen des einen Kryostatenkabels. (Die Grundfrequenz ist hier etwas kleiner als in Abb. 6.24, da ein Adapter hinzugefügt wurde, wodurch das Kabel etwas länger wurde.) Beim Abschluss mit einem $50\ \Omega$ -Widerstand ändert sich die Frequenz *kontinuierlich* mit der Spannung, da keine Reflexionen auftreten. Wenn man das Ende des Kabels kurzschließt, treten wie in Abb. 6.25 die *halbzahligen* Vielfachen von f_0 auf. Der Kurzschluss bewirkt einen Knoten des elektrischen Feldes der stehenden Welle. Die Probe befindet sich immer in einem *Wellenbauch* des elektrischen Feldes. Deswegen sind immer eine *halbzahlige* Anzahl von Perioden im Resonator vorhanden.

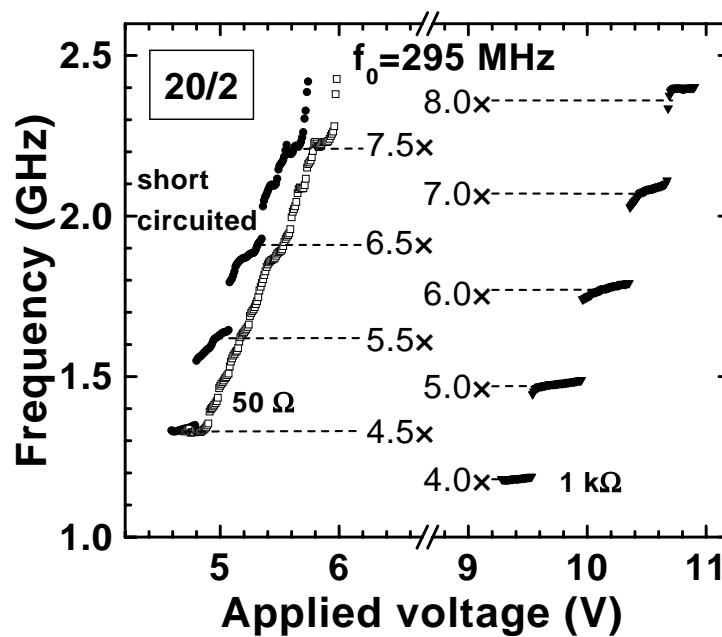


Abbildung 6.25: Frequenzcharakteristiken der Probe 20/2 im Kryostat bei verschiedenen Abschlüssen des einen Kryostatenkabels.

Schließt man das Ende des Kabels mit einem großen Widerstand (1 k Ω) ab, so verschiebt sich die Lage des Plateaus in der I - U -Kennlinie zu höheren Spannungen (vgl. Abb. 6.21). In diesem Fall sind die Frequenzen *ganzzahlige* Vielfache von f_0 . Das elektrische Feld hat am hochohmig abgeschlossenen Kabelende einen Wellenbauch. Deswegen sind immer eine *ganzzahlige* Anzahl von Perioden im Resonator vorhanden.

Durch *Kombination von Übergittern und geeigneten Resonatoren* ist es somit möglich, Oszillatoren zu konstruieren, die über einen großen Bereich durchstimmbar sind und bei diskreten Frequenzen mit konstanten Abständen (*Kanälen*) oszillieren, wie sie für die Nachrichtenübertragung verwendet werden.

Ähnliche Frequenzsprünge wurden schon von einer anderen Gruppe bei der Untersuchung von stark gekoppelten Übergittern bei Frequenzen um 30 bzw. 70 GHz beobachtet [103, 104], konnten aber von ihr nicht erklärt werden. Mit der oben ermittelten Signalgeschwindigkeit ergeben sich aus den Frequenzabständen Kabellängen von 2,4 bzw. 3,6 cm. Die Ursache für diese Frequenzsprünge könnten Reflexionen im Frequenzteiler sein, der sich sehr nahe an der Probe befindet.

Will man das springen der Oszillationsfrequenz verhindern, muss man beide Kabelenden mit dem Wellenwiderstand des Kabels abschließen, so dass die elektromagnetische Welle nicht reflektiert wird. Ist die exakte Anpassung nicht möglich, kann man die Kabel entweder sehr kurz wählen, so dass die Resonatorfrequenz wesentlich höher als die Oszillationsfrequenz ist, oder sehr lange Kabel verwenden, damit die Resonatorfrequenz um mindestens zwei Größenordnungen kleiner als die Oszillationsfrequenz ist. Möchte man dagegen Oszillationen mit diskreten Frequenzbändern mit einem konstanten Frequenzabstand erzeugen, so kann dieses mit entsprechend langen Kabeln oder Verzögerungsleitun-

gen, die am Ende „schlecht“ abgeschlossen sind, erfolgen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die Eigenschaften stabiler und instabiler Felddomänen in schwach gekoppelten Halbleiterübergittern umfassend untersucht. Die wichtigsten Ergebnisse können wie folgt zusammengefasst werden:

1. Aus dem Verhalten des Stromes bei Sprungexperimenten unter statischer Domänenbildung und dem Vergleich mit einem Modell konnte neben der einfachen Monopolbewegung der *Tripolprozess* nachgewiesen werden.
2. In oszillierenden Übergittern wurden zwei Oszillationsmoden identifiziert: *Monopol- und Tripol-Oszillationen*.
3. Mittels des entwickelten *Escape-Time*-Modells konnten die Oszillationsfrequenzen gut abgeschätzt werden.

Eine exakte Beherrschung der Messbedingungen erfordert Kenntnisse über den Einfluss von DX-Zentren in den $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Kontaktschichten (Kap. 4). Solche Kontaktschichten besitzen bei tiefen Temperaturen einen um sieben Größenordnungen höheren Widerstand als bei Raumtemperatur. Sie können aber durch Anlegen einer größeren Spannung ($V_B > 8 \text{ V}$) oder durch Beleuchtung in einen niederohmigen Zustand überführt werden. Bei Temperaturen unter 50 K ist dieser „normalleitende“ Zustand über viele Stunden stabil (*persistente Leitfähigkeit*). In einem Temperaturbereich zwischen 75 und 150 K werden die freien Ladungsträger von den DX-Zentren eingefangen, und die Leitfähigkeit der Kontaktschichten verringert sich. Da die Zeitkonstanten für den Ladungseinfang in diesem Temperaturbereich im Sekunden- und Minutenbereich liegen, sind die Messungen nicht reproduzierbar. Durch den erhöhten Reihenwiderstand der Kontaktschichten verschiebt sich das untersuchte Plateau der *I-U*-Kennlinie zu höheren Spannungen. Die oszillatorischen Eigenschaften werden bis auf diese Verschiebung aber kaum beeinflusst.

Das *Verhalten des Stromes* eines Übergitters mit statischer Feldverteilung bei *Spannungssprüngen* und *schnellen Spannungssweeps* wurde in Kapitel 5 untersucht und konnte mit theoretischen Modellen gut erklärt werden. Aus *Schaltexperimenten* von einem Stromast der *I-U*-Kennlinie auf den benachbarten wurde die Existenz von instabilen Ästen

nachgewiesen. Bei diesen Messungen wurde die Verteilungsfunktion der Antwortzeit des Stromes untersucht. Für Sprünge zu einer Endspannung weit entfernt von einer Diskontinuität in der I - U -Kennlinie ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung gaußförmig. Nähert man sich der Diskontinuität, so geht die Verteilungsfunktion von einer Gauß- in eine *First-Passage-Time*-Verteilung über. Bevor das System in den Endzustand übergeht, verharrt es bei dieser Verteilung in einem instabilen Zustand. Für Sprünge von einem Ast zu größeren Spannungen kann der Strom kurzzeitig einen kritischen Wert I_{crit} überschreiten, und ein Dipol wird am Emitter (Minuspol) generiert. Der neue Dipol bewegt sich gemeinsam mit der ursprünglichen Akkumulationsschicht durch das Übergitter, bis die Akkumulationsschicht des Dipols die Endposition erreicht (*Tripol-Prozess*). Die Ergebnisse eines numerischen Modells von Amann *et al.* [34] stimmen gut mit den experimentellen Resultaten überein.

In Kapitel 6 wurden zwei Oszillationsmoden umfassend untersucht: *Monopol*- und *Tripol-Oszillationen*. *Monopol-Oszillation* treten auf, wenn der Emitter eine gute Leitfähigkeit besitzt, so dass die homogene Kennlinie des Übergitters die des Emitters nicht kreuzt, und die *Dotierung* des Übergitters einen kritischen Wert unterschreitet. Dann kann sich keine *stabile* Akkumulationsschicht ausbilden, die die Felddomänen voneinander trennt. Die Akkumulationsschicht wandert in Richtung Kollektor. Gleichzeitig steigt die Stromstärke an. Wenn der Strom den maximalen Stromwert der Niederfelddomäne in der homogenen Kennlinie wesentlich überschreitet, kann diese nicht mehr existieren. Es baut sich eine neue Akkumulationsschicht auf, die sich schnell durch das Übergitter bewegt und dabei an Stärke zunimmt. Gleichzeitig löst sich die alte auf. Während dieser Zeit ist der Strom klein. Dieses Szenario wiederholt sich zyklisch, und der Strom oszilliert. Die Frequenz ändert sich *parabelförmig* mit der Spannung.

Die Schaltexperimente aus Kapitel 5 waren die Voraussetzung für das Verständnis der *Tripol-Oszillation*. Damit diese Oszillationsmode stattfinden kann, muss der Widerstand des Emitters hinreichend groß sein, damit der beschriebene Wert I_{crit} kleiner als der statische Bereich der I - U -Kennlinie ist. Jedes Mal, wenn der Strom I_{crit} übersteigt, wird der beschriebene *Tripol-Prozess* ausgelöst. Das periodische Stromverhalten zeigt charakteristische Strukturen, die schon bei den Schaltexperimenten beobachtet wurden. Am Anfang des Plateaus ist die Oszillationsfrequenz annähernd konstant. Erhöht man die Spannung weiter, so erreicht die sich schneller bewegende Verarmungsschicht die langsamere Akkumulationsschicht im Übergitter und beide lösen sich gegenseitig auf. Gleichzeitig wird ein neuer Dipol generiert. Da sich der räumliche Bereich der Frontbewegung nun kontinuierlich mit der Spannung verringert, erhöht sich bei *Tripol-Oszillationen* in diesem Spannungsbereich die Frequenz etwa linear mit der Spannung. Meist sind unterschiedliche Kontaktwiderstände die Ursache dafür, dass die I - U -Kennlinie eines Übergitters in einer n^+ - n - n^+ -Diode unsymmetrisch ist. Stromoszillationen bei der Polarität mit dem kleineren Plateaustrom können dann durch den *Tripol-Prozess* bestimmt werden.

Das semiklassische *Escape-Time*-Modell wurde für die Abschätzung der Oszillationsfrequenzen aus den Probenparametern entwickelt. Es beruht auf der Zeit, die ein Elektron benötigt, um aus einem Quantentopf zu entweichen. In diesem Modell wird diese Zeit als Quotient aus der klassischen Umlaufzeit eines Elektrons im Quantentopf und der Tunnelwahrscheinlichkeit durch die Barriere definiert. Die berechneten Frequenzen stimmen

bis auf einen Skalierungsfaktor gut mit den gemessenen überein. Für schwach gekoppelte Übergitter ist die gemessene Frequenz etwa dreimal größer als die berechnete, für stark gekoppelte Übergitter dagegen etwa dreimal kleiner. Übergitter mit einer Minibandbreite des ersten Minibandes von $\Delta_1 > 2$ meV sind nach den Ergebnissen dieses Modells eher als stark gekoppelt anzusehen. Bei diesen Proben konnte auch kein zweites Plateau in der I - U -Kennlinie beobachtet werden. Das ist ein Anzeichen dafür, dass bei diesen Proben der Transportmechanismus vom für schwach gekoppelte Übergitter typischen *sequenziellen resonanten Tunneln* in den für stark gekoppelte Übergitter typischen *Minibandtransport* übergeht. Nach theoretischen Modellen ändert sich der Transportmechanismus jedoch erst bei etwas größeren Minibandbreiten, wobei der Übergang nicht scharf ist. Mit dem *Transit-Time*-Modell kann man die Stromdichte in den Plateaus bestimmen, wenn man die aus dem *Escape-Time*-Modell berechnete Frequenz verwendet. Die beobachtete Frequenz ist danach etwa umgekehrt proportional zu der Zeit, die ein Elektron benötigt, um das Übergitter zu durchqueren.

Ein externer Reihenwiderstand verschiebt das Plateau zu höheren Spannungen. Die Plateaulänge, der Plateaustrom und die Oszillationseigenschaften ändern sich aber kaum. Sind die Kabelenden nicht mit dem Wellenwiderstand des Kabels ($50\ \Omega$) abgeschlossen, so wird ein Teil der elektromagnetischen Welle reflektiert und wirkt auf das Übergitter zurück. Ohne Resonator ändert sich die Frequenz des Übergitters kontinuierlich mit der Spannung. Eine Reflexion der Welle am Eingang des Spektrumanalysators von wenigen Prozent reicht schon aus, damit die Frequenz des Übergitters ein ganzzahliges Vielfaches der Umlauffrequenz annimmt. Die Umlauffrequenz hängt von der Länge der verwendeten Kabel ab. Bei entsprechender Kabellänge hat man somit einen Oszillator, der bei Frequenzen mit einem konstanten Abstand (Frequenzkanäle) schwingt.

In der vorliegenden Arbeit wurden wesentliche Phänomene aufgezeigt und analysiert, die beim Ladungstransport in schwach gekoppelten, dotierten Halbleiterübergittern auftreten. Damit wird eine gezielte Wahl der Probenparameter zur Realisierung gewünschter Oszillationseigenschaften möglich.

Einige interessante Fragen konnten in dieser Arbeit noch nicht geklärt werden:

- Können die instabilen Äste direkt beobachtet werden?
- Kann der Tripol-Prozess auch bei Sprungexperimenten im zweiten Plateau beobachtet werden?
- Was geschieht, wenn man bei einer Probe mit einem gut leitenden Emitterkontakt von einem Ast zu größeren Spannungen springt?
- Tritt vielleicht ein chaotisches Stromverhalten auf, wenn der Emitterwiderstand noch größer als bei den untersuchten Proben wird?
- Kann man experimentell herausfinden, welches der theoretischen Modelle die Monopol-Oszillationen besser beschreibt?
- Warum besitzt das höchste Plateau bei einigen Proben andere Eigenschaften?

Probleme für eine *technische Anwendung* als Hochfrequenzoszillator sind z. B. die vorhandenen Oberwellen bei Tripol-Oszillationen und Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz von der Temperatur, die sich zwischen 0 und 50 °C typischerweise um etwa 5% ändert, weshalb man eine Temperaturkompensation einsetzen müsste. Man könnte andere Materialsysteme mit besseren Temperatureigenschaften verwenden, die heute technologisch noch nicht so gut beherrschbar sind wie das GaAs/AlAs-System. Der Aufbau, bestehend aus dem Übergitter und einer Hochfrequenzentkopplung, ist wesentlich einfacher als der von heutzutage verwendeten spannungsgesteuerten Oszillatoren. Durch Erhöhung der Anzahl der Übergitterperioden kann man den Bereich der Durchstimmbarkeit in jedem Plateau erhöhen, so dass sich die Frequenzbereiche in den einzelnen Plateaus überlappen. Die weite Durchstimmbarkeit der Frequenzen innerhalb verschiedener Bänder im MHz- und GHz-Bereich bei Raumtemperatur und der Wirkungsgrad von über einem Prozent bieten gute Voraussetzungen, Oszillatoren auf der Basis schwach gekoppelter Halbleiterübergitter in der Nachrichtenübertragung einzusetzen.

Literaturverzeichnis

- [1] F. Bloch, Z. Phys. **52**, 555 (1928).
- [2] C. Zener, Proc. Roy. Soc. (London) A **145**, 523 (1934).
- [3] L. Nordheim, Z. Phys. **46**, 833 (1928).
- [4] R. W. Gurney and E. U. Condon, Nature **122**, 439 (1928).
- [5] G. Gamov, Z. Phys. **51**, 204 (1928).
- [6] L. Esaki, Phys. Rev. **109**, 603 (1958).
- [7] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Develop. **14**, 61 (1970).
- [8] J. R. Arthur and J. J. LePore, J. Vac. Sci. Technol. **6**, 545 (1969).
- [9] A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. **19**, 467 (1971).
- [10] S. Adachi, J. Appl. Phys. **58**, R1 (1985).
- [11] L. Esaki and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett. **33**, 495 (1974).
- [12] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett **60**, 2426 (1988).
- [13] H. T. Grahn, *Semiconductor Superlattices* (World Scientific, Singapore, 1995), p. 160.
- [14] A. Sibille, in *Semiconductor Superlattices*, edited by H. T. Grahn (World Scientific, Singapore, 1995), Chap. 2.
- [15] H. T. Grahn, R. J. Haug, W. Müller, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **67**, 1618 (1991).
- [16] H. T. Grahn, K. v. Klitzing, K. Ploog, and G. H. Döhler, Phys. Rev. B **43**, R12094 (1991).
- [17] H. Grahn, J. Kastrup, K. Ploog, L. Bonilla, J. Galán, M. Kindelan, and M. Moscoso, Jpn. J. Appl. Phys 1 **34**, 4526 (1995).
- [18] H. T. Grahn, J. Kastrup, R. Klann, H. Ploog, and H. Asai, in *Proceedings of the 23rd International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by M. Scheffler and R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996), pp. 1671–1674.

- [19] J. Kastrup, H. T. Grahn, K. Ploog, and R. Merlin, *Solid-State Electronics* **40**, 157 (1996).
- [20] J. Kastrup, R. Klann, H. T. Grahn, K. Ploog, L. L. Bonilla, J. Galán, M. Kindelan, M. Moscoso, and R. Merlin, *Phys. Rev. B* **52**, 13761 (1995).
- [21] F. H. Pollak, in *Semiconductor Superlattices*, edited by S. Adachi (Inspec, London, 1993), p. 53.
- [22] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [23] R. de L. Kronig and W. G. Penney, *Proc. Roy. Soc. (London) A* **130**, 499 (1931).
- [24] W. Nolting, *Grundkurs Theoretische Physik, Band 5.1 Quantenmechanik* (Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen, 1992).
- [25] G. Bastard, E. E. Mendez, L. L. Chang, and L. Esaki, *Phys. Rev. B* **28**, 3241 (1983).
- [26] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (Halsted press, New York, 1988).
- [27] Y.-C. Chang, in *Properties of III-V quantum wells and superlattices*, edited by P. Bhattacharya (Inspec, London, 1996), Chap. 2.
- [28] H. T. Grahn, *Introduction to semiconductor physics* (World Scientific, Singapore, 1999).
- [29] C. Waschke, H. G. Roskos, R. Schwedler, K. Leo, and H., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3319 (1993).
- [30] T. Dekorsy, R. Ott, H. Kurz, and K. Köhler, *Phys. Rev. B* **51**, 17275 (1995).
- [31] R. Martini, G. Klose, H. G. Roskos, H. Kurz, H. T. Grahn, and R. Hey, *Phys. Rev. B* **54**, R14 325 (1996).
- [32] V. G. Lyssenko, G. Valuis, F. Löser, T. Hasche, K. Leo, M. M. Dignam, and K. Köhler, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 301 (1997).
- [33] A. Sibille, J. F. Palmier, F. Mollot, H. Wang, and J. C. Esnault, *Phys. Rev. B* **39**, 6272 (1989).
- [34] A. Amann, A. Wacker, L. L. Bonilla, and E. Schöll, *Phys. Rev. E* **63**, 066207 (2001).
- [35] H. T. Grahn, *Habilitationsschrift, MPI für Festkörperforschung Stuttgart*, 1992.
- [36] R. Tsu and G. Döhler, *Phys. Rev. B* **12**, 680 (1975).
- [37] S. H. Kwok, U. Jahn, H. Kostial, J. Menninger, H. Grahn, and K. Ploog, *Solid-State Electronics* **40**, 527 (1996).

- [38] D. Sánchez, L. L. Bonilla, and G. Platero, Phys. Rev. B **64**, 115311 (2001).
- [39] L. L. Bonilla, G. Platero, and D. Sánchez, Phys. Rev. B **62**, 2786 (2000).
- [40] A. Carpio, L. L. Bonilla, A. Wacker, and E. Schöll, Phys. Rev. E **61**, 4866 (2000).
- [41] L. L. Bonilla, in *Nonlinear Dynamics and Pattern Formation in Semiconductors and Devices*, edited by F. J. Niedernostheide (Springer-Verlag, Berlin, 1995), Chap. 1.
- [42] A. Wacker, G. Schwarz, F. Prengel, E. Schöll, J. Kastrup, and H. T. Grahn, Phys. Rev. B **52**, 13788 (1995).
- [43] G. Schwarz, A. Wacker, F. Prengel, E. Schöll, J. Kastrup, H. T. Grahn, and K. Ploog, Semicond. Sci. Technol. **11**, 475 (1996).
- [44] J. Kastrup, H. T. Grahn, K. H. Ploog, F. Prengel, A. Wacker, and E. Schöll, Appl. Phys. Lett. **65**, 1808 (1994).
- [45] H. T. Grahn, in *Hot Electrons in Semiconductors: Physics and Devices*, edited by N. Balkan (Clarendon Press, Oxford, 1998), pp. 357–382.
- [46] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, Phys. Rev. Lett. **53**, 2173 (1984).
- [47] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, and C. A. Burrus, Phys. Rev. B **32**, 1043 (1985).
- [48] J. S. Weiner, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, Appl. Phys. Lett. **50**, 842 (1987).
- [49] J. Y. Lin, A. Dissanayake, G. Brown, and H. X. Jiang, Phys. Rev. B **42**, 5855 (1990).
- [50] R. J. Nelson, Appl. Phys. Lett. **31**, 351 (1977).
- [51] D. V. Lang and R. A. Logan, Phys. Rev. Lett. **39**, 635 (1977).
- [52] D. V. Lang, R. A. Logan, and M. Jaros, Phys. Rev. B **19**, 1015 (1979).
- [53] D. J. Chadi and K. J. Chang, Phys. Rev. B **39**, 10063 (1989).
- [54] D. J. Chadi and K. J. Chang, Phys. Rev. Lett. **61**, 873 (1988).
- [55] P. M. Mooney, J. Appl. Phys. **67**, R1 (1990).
- [56] D. V. Lang, in *Deep centers in semiconductors*, edited by S. T. Pantelides (Gordon and Breach, New York, 1986), Chap. 7.
- [57] E. M. Merino, in *DX Centers - Donors in AlGaAs and Related Compounds*, edited by E. M. Merino (Scitec Publications, Zug, 1994), pp. 1–10.
- [58] E. Calleja, A. Gomez, and E. M. noz, Appl. Phys. Lett. **52**, 383 (1988).

- [59] J. Bourgoin and M. Lannoo, *Point Defects in Semiconductors II* (Springer, Berlin, 1983).
- [60] S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Phys. Rev. B **25**, 6406 (1982).
- [61] S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Phys. Rev. Lett. **48**, 1281 (1982).
- [62] M. Hauke, J. Jakumeit, B. Krafft, G. Nimtz, A. Förster, and H. Lüth, J. Appl. Phys. **84**, 2034 (1998).
- [63] V. Kažukauskas and R. Kilius, Phys. Status Solidi B **179**, K21 (1993).
- [64] E. Calleja and I. Izpura, in *DX Centers - Donors in AlGaAs and Related Compounds*, edited by E. M. Merino (Scitec Publications, Zug, 1994), Chap. 4.
- [65] M. O. Watanabe, K. Morizuka, M. Mashita, Y. Ashizawa, and Y. Zohta, Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 **23**, L103 (1984).
- [66] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W. T. Masselink, R. Fischer, Y.-C. Chang, and H. Morkoç, Phys. Rev. B **30**, 4481 (1984).
- [67] K. K. Choi, S. W. Kennerly, J. Yao, and D. C. Tsui, Infrared Phys. Technol. **42**, 221 (2001).
- [68] J. Kastrup, F. Pregel, H. T. Grahn, K. Ploog, and E. Schöll, Phys. Rev. B **53**, 1502 (1996).
- [69] Y. Shimada and K. Hirakawa, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 1944 (1997).
- [70] K. J. Luo, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **57**, R6838 (1998).
- [71] A. Carpio, L. L. Bonilla, and G. Dell’Acqua, Phys. Rev. E **64**, 036204 (2001).
- [72] Die numerischen Simulationen wurden von Andreas Amann am Institut für Theoretische Physik der Technischen Universität Berlin durchgeführt.
- [73] A. Amann, A. Wacker, L. L. Bonilla, and E. Schöll, in *Proc. 25th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by N. Mimura and T. Ando (Springer, Berlin, 2001), pp. 801–802.
- [74] M. C. Wang and G. E. Uhlenbeck, Rev. Mod. Phys. **17**, 323 (1945).
- [75] E. W. Montroll and B. J. West, in *Fluctuation Phenomena*, edited by E. W. Montroll and J. L. Lebowitz (North-Holland, Amsterdam, 1979), pp. 61–175.
- [76] A. D. Martin, M. L. F. Lerch, P. E. Simmonds, and L. Eaves, Appl. Phys. Lett. **64**, 1248 (1994).
- [77] N. Ohtani, N. Egami, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **61**, R5097 (2000).
- [78] L. L. Bonilla, M. Kindelan, M. Moscoso, and S. Venakides, SIAM J. Appl. Math. **57**, 1588 (1997).

- [79] D. Sánchez, M. Moscoso, L. L. Bonilla, G. Platero, and R. Aguado, *Phys. Rev. B* **60**, 4489 (1999).
- [80] F. J. Higuera and L. L. Bonilla, *Physica D* **57**, 161 (1992).
- [81] J. Kastrup, R. Hey, K. H. Ploog, H. T. Grahn, L. L. Bonilla, M. Kindelan, M. Moscoso, A. Wacker, and J. Galán, *Phys. Rev. B* **55**, 2476 (1997).
- [82] A. Amann, A. Wacker, L. L. Bonilla, and E. Schöll, *Physica B* to be published (HCIS12) (2002).
- [83] K. J. Luo, K.-J. Friedland, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **61**, 4477 (2000).
- [84] Y. Zhang, R. Klann, K. H. Ploog, and H. T. Grahn, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 1116 (1996).
- [85] Y. Zhang, J. Kastrup, R. Klann, K. H. Ploog, and H. T. Grahn, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3001 (1996).
- [86] K. K. Likharev, N. S. Bakhvalov, G. S. Kazacha, and S. I. Serdyukova, *IEEE Trans. Magnetics* **MAG-25**, 1436 (1989).
- [87] B. Laikhtman, *Phys. Rev. B* **44**, 11260 (1991).
- [88] B. Laikhtman and D. Miller, *Phys. Rev. B* **48**, 5395 (1993).
- [89] L. L. Bonilla, J. Galán, J. A. Cuesta, F. C. Martinez, and J. M. Molera, *Phys. Rev. B* **50**, 8644 (1994).
- [90] F. Prengel, A. Wacker, and E. Schöll, *Phys. Rev. B* **50**, 1705 (1994).
- [91] F. Prengel, A. Wacker, G. Schwarz, E. Schöll, J. Kastrup, and H. T. Grahn, *Lith. J. Phys.* **35**, 404 (1995).
- [92] A. Wacker, M. Moscoso, M. Kindelan, and L. L. Bonilla, *Phys. Rev. B* **55**, 2466 (1997).
- [93] A. Wacker, *Phys. Reports* **357**, 1 (2002).
- [94] E. Schomburg, T. Blomeier, K. Hofbeck, J. Grenzer, S. Brandl, I. Lingott, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Y. Melzer, V. M. Ustinov, S. V. Ivanov, A. Zhukov, and P. S. Kop'ev, *Phys. Rev. B* **58**, 4035 (1998).
- [95] E. Schomburg, M. Henini, J. M. Chamberlain, D. P. Steenson, K. Hofbeck, K. F. Renk, and W. Wegscheider, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 2179 (1999).
- [96] E. Schomburg, R. Scheuerer, S. Brandl, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhokov, A. Kovsh, and P. S. Kop'ev, *Electr. Lett.* **35**, 1491 (1999).

- [97] J. W. Kantelhardt, H. T. Grahn, K. H. Ploog, M. Moscoso, A. Perales, and L. L. Bonilla, *Phys. Status Solidi B* **204**, 500 (1997).
- [98] G. Schwarz, F. Pregel, E. Schöll, J. Kastrup, H. T. Grahn, and R. Hey, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 626 (1996).
- [99] M. Patra, G. Schwarz, and E. Schöll, *Phys. Rev. B* **57**, 1824 (1998).
- [100] A. Wacker and A.-P. Jauho, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 369 (1998).
- [101] G. L. Wagner, E. B. Rodal, and C. Y. Lau, *USPatent* **5187450**, (1993).
- [102] A. M. Elsayed and A. Ali, *USPatent* **6281758**, (2001).
- [103] E. Schomburg, S. Brandl, K. Hofbeck, T. Blomeier, J. Grenzer, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, A. Kovsch, S. Ivanov, and P. S. Kop'ev, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1498 (1998).
- [104] E. Schomburg, T. Blomeier, J. Grenzer, K. Hofbeck, I. Lingott, S. Brandl, A. A. Ignatov, K. F. Renk, D. G. Pavel'ev, Y. Koschurinov, B. Y. Melzer, V. Ustinov, S. Ivanov, A. Zhukov, and P. S. Kop'ev, *Physica E* **2**, 295 (1998).

Verzeichnis der Symbole und Abkürzungen

Symbole

A	Fläche der Mesa
α	Anpassungsparameter der gedehnten Exponentialfunktion
β	Anpassungsparameter der <i>First-Passage-Time</i> -Verteilung
χ^2	Quadratische Abweichung der Anpassungsfunktion
Δ_i	Bandbreite der Sub- / Minibänder
ΔE	Energiedifferenz zwischen d^+ und DX^- -Zustand
ΔE_c	Leitungsbandabstand
ΔE_v	Valenzbandabstand
ΔF	Feldstärkedifferenz
Δt	Dauer der linearen Spannungsrampe
D	Durchmesser der Mesa
d	Periode des Übergitters
d_B	Barrierenbreite
d_W	Topfbreite (<i>well thickness</i>)
ϵ	relative Dielektrizitätskonstante
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums ($\epsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ As/(Vm)}$)
η	Wirkungsgrad
e	Elementarladung ($e = 1,60219 \cdot 10^{-19} \text{ As}$)
E_g	Bandlücke (<i>gap energy</i>)
E_i	mittlere Energie des i -ten Subbandes
E_{cap}	thermische Einfangbarriere von DX -Zentren
E_e	thermische Emissionsbarriere von DX -Zentren
E_{opt}	optische Energieschwelle von DX -Zentren
F	Feldstärke
F_+, F_-	Feldstärke in der Hoch- bzw. Niederfelddomäne
f_B	Blochfrequenz
f_T	<i>Transit-Time</i> -Frequenz
f_0	Resonatorgrundfrequenz
h	Plancksches Wirkungsquantum ($h = 6,62618 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$)

\hbar	$h/2\pi = 1,05459 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
I_0, I_1, I_2	Anfangswert und Endwerte des Stromes
I_{crit}	kritischer Strom
I_{disp}	Verschiebungsstrom (<i>displacement current</i>)
I_l, I_u	Minimal-/ Maximalwert des Stromes eines Astes
I_p	Maximal-/ Minimalstrom der Verschiebungsstromspitze
κ_B	Abklinglänge der Wellenfunktion in der Barriere
k_W	Wellenvektor der Wellenfunktion im Topf
k_B	Boltzmann-Konstante ($k_B = 1,38062 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$)
L	Dicke des Übergitters
L_{cable}	Kabellänge
l_{dop}	Dotierungslänge im Quantentopf
μ	Beweglichkeit
m_0	Masse des freien Elektrons ($m_0 = 9,10953 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$)
m^*	effektive Masse
n_{2d}	$n_{3d} \cdot l_{\text{dop}}$ Flächendotierung pro Quantentopf
n_{3d}	Dotierungskonzentration
n_{accu}	2d-Elektronenkonzentration der Akkumulationsschicht
N_{accu}	Position der Akkumulationsschicht
N_{SL}	Anzahl der Übergitterperioden
Ψ	Wellenfunktion
Q	Konfigurationskoordinate
σ	Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung
T	Temperatur
$T_i(E_i)$	Tunnelwahrscheinlichkeit ins i -te Subband
τ_{scatt}	Streu- oder Relaxationszeit
$\bar{\tau}$	Mittelwert der Wahrscheinlichkeitsverteilung
τ_d	Verzögerungszeit vor Sprung in den Endzustand
τ_p	Dauer der Stromspitze bei Schaltexperimenten
τ_{reloc}	Zeit zum Erreichen des Stromwertes
τ_s	Schaltzeit für Änderung des Stromes
τ_1, τ_2	Anstiegs- und Abfallszeitkonstanten bei Beleuchtungsmessungen
v_g	Gruppengeschwindigkeit
v_{cable}	Signalgeschwindigkeit im Kabel
V_B	angelegte Spannung
V_0, V_1	Anfangs- und Endspannung bei Schaltexperimenten
x	AlAs-Molanteil
y'	Anpassungsparameter der <i>First-Passage-Time</i> -Verteilung

Abkürzungen

DLTS	<i>(Deep-Level Transient Spectroscopy)</i>
DX-Zentrum	tiefer Donatorzustand in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
FPT	Zeit bis zum erstmaligen Überschreiten einer Größe <i>(First-Passage-Time)</i>
LED	Leuchtdiode <i>(Light-Emitting Diode)</i>
MBE	Molekularstrahlepitaxie <i>(Molecular Beam Epitaxy)</i>
NDC	negative differenzielle Leitfähigkeit <i>(Negative Differential Conductivity)</i>
PL	Photolumineszenz
PPC	Persistente Photoleitfähigkeit <i>(Persistent PhotoConductivity)</i>
QCSE	<i>Quantum-Confined-Stark-Effect</i>
RHEED	streifende Beugung hoch energetischer Elektronen <i>(Reflection High-Energy Electron Diffraction)</i>
TDR	Laufzeitreflektometer <i>(Time Domain Reflectometer)</i>

Anhang A

Untersuchte Proben

Probenparameter

Bezeichnung	Kontakte	$N_{\text{SL}} \times d_{\text{GaAs}}/d_{\text{AlAs}}$ (nm)	l_{dop} (nm)	n_{3d} (10^{16}cm^{-3})	n_{2d} (10^{10}cm^{-2})	MBE Nummer
9/1,5A	(Al,Ga)As	$40 \times 9,0/1,5$	5,0	5	2,5	M4.465
9/1,5B	GaAs	$40 \times 9,0/1,5$	5,0	5	2,5	M4.1103
15/0,85	(Al,Ga)As	$40 \times 15,0/0,85$	9,0	5	4,5	M4.1061
15/1,70	(Al,Ga)As	$40 \times 15,0/1,70$	9,0	5	4,5	M4.1062
15/2,85	(Al,Ga)As	$40 \times 15,0/2,85$	9,0	5	4,5	M4.1063
9/1,4	GaAs	$40 \times 9,0/1,4$	5,0	5	2,5	M4.1141
10,1/1,4	GaAs	$40 \times 10,1/1,4$	7,2	5	3,6	M4.1144
10,2/1,4(dop)	GaAs	$40 \times 10,2/1,4$	11,6	2,5	2,9	M4.1273
10,2/1,4(80)	GaAs	$80 \times 10,2/1,4$	8,3	3,6	3,0	M4.1274
10,2/1,4(40)	GaAs	$40 \times 10,2/1,4$	8,3	3,6	3,0	M4.1275
20/2	GaAs	$40 \times 20,0/2,0$	16	2	3,2	M4.1165
9/4A	(Al,Ga)As	$40 \times 9,0/4,0$	5,0	30	15,0	6750
9/4B	GaAs/(Al,Ga)As	$40 \times 9,0/4,0$	5,0	30	15,0	7572
In10/4	InGaAs	$40 \times 10,0/4,0$	5	5	5	121495

Tabelle A.1: Parameter der untersuchten Proben. Die Flächendotierung n_{2d} ergibt sich aus dem Produkt von Dotierungslänge l_{dop} und Volumendotierung n_{3d} . Die Probe In10/4 enthält ein $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ -Übergitter.

Minibandenergien

Materialien	$d_{\text{GaAs}}/d_{\text{AlAs}}$ (nm)	E_1 (meV)	E_2 (meV)	E_3 (meV)	E_4 (meV)	E_{X1} (meV)	Δ_1 (meV)
GaAs/AlAs	9,0/1,5	44,5	180,2	411,4	740	199,0	3,7
GaAs/AlAs	9,0/4,0	44,4	179,7	410,2	731	145,9	0,03
GaAs/AlAs	15,0/0,85	18,9	75,3	171,1	308	344,5	3,70
GaAs/AlAs	15,0/1,70	19,0	75,8	171,4	306	205,1	0,71
GaAs/AlAs	15,0/2,85	19,0	75,8	171,4	306	164,0	0,07
GaAs/AlAs	9,0/1,4	44,3	178,8	408,3	733	241,9	4,53
GaAs/AlAs	10,1/1,4	36,7	148,3	337,7	606	242,3	3,42
GaAs/AlAs	10,2/1,4	36,3	146,6	333,8	597	240,9	3,3
GaAs/AlAs	20,0/2,0	11,3	45,3	102,2	182,4	192,9	0,18
(In,Ga)As/(In,Al)As	10,0/4,0	48,0	194,0	430,0	—	—	2,0

Tabelle A.2: Mitte der Minibandenergien, berechnet mit einem MAPLE[®]-Programm ohne elektrisches Feld. In der Tabelle sind die ersten vier Minibänder E_1 – E_4 , das erste X-Niveau X_1 sowie die Breite des ersten Bandes Δ_1 angegeben.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Dissertation direkt oder indirekt unterstützt haben.

Insbesondere danken möchte ich *Prof. Dr. Klaus H. Ploog*, der mir die Anfertigung dieser Arbeit am Paul-Drude-Institut ermöglichte.

Weiterhin bedanke ich mich bei meinem Betreuer *Prof. Dr. Holger T. Grahn* der mich in das Gebiet der Halbleiterübergitter einführte und mir trotz seines vollen Terminkalenders über die drei Jahre stets mit Rat und Tat zur Seite stand.

Für die Probenherstellung möchte ich mich bei *Rudolf Hey* und *Michael Höricke* für das Wachstum der MBE-Schichten sowie bei *Edit Wiebicke* und *Helmar Kostial* für die Strukturierung und die Kontaktierung der Proben bedanken.

Weiterhin möchte ich *Peter Krispin* für die Diskussionen über die DX-Zentren sowie *Uwe Jahn* und *Ingrid Poppe* für die elektronenmikroskopischen Aufnahmen der Proben danken.

Die fruchtbare Zusammenarbeit mit *Prof. Dr. Stephen W. Teitsworth* von der Duke-Universität brachte neue Aspekte der statistischen Untersuchungen der Übergitter in diese Arbeit.

Vielen Dank der gesamten Abteilung Halbleiterspektroskopie speziell an *Keijiang Luo*, *Lutz Schrottke*, *Manfred Ramsteiner*, *Hsing-Yi Hao*, *Paulo Santos* und *Peter Kleinert* die mir Messgeräte zur Verfügung stellten, und mit denen ich über Probleme jeglicher Art diskutieren konnte.

Herzlichen Dank auch an *Ilka Schuster* für die Hilfe bei der Erstellung der Präsentationen, an *Frau Räther* und *Frau Dormeyer* für die schnelle Hilfe bei der Beschaffung von Literatur, an *Herrn Gallowski* für die Hilfe bei elektronischen Problemen und an *alle Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt* für die schnelle Hilfe bei konstruktiven Problemen. Die Diskussion über theoretische Probleme mit *Andreas Amann*, *Dr. Andreas Wacker* und *Prof. Dr. Ekkehard Schöll* von der Technischen Universität Berlin halfen mir oft, die beobachteten Phänomene zu verstehen. Von *Andreas Amann* wurden auch die theoretischen Berechnungen der Domänenendynamik durchgeführt.

Vielen Dank an die Doktoranden des Paul-Drude-Instituts *Frank Schippan*, *Patrick Waltereit*, *Andreas Thamm*, *Tilo Plake*, *Peter Voigt*, *Solomon Tibebe*, *Wenquan Ma*, *Daniel Rapoport* und *Gerd Behme*, mit denen man im Doktorandenseminar Erfahrungen und Probleme austauschen konnte.

Mein besonderer Dank gilt meinen *Eltern*, die mich bei meinem Physikstudium und der Promotion in jeder Hinsicht unterstützten.

Veröffentlichungsliste

Relocation dynamics of domain boundaries in semiconductor superlattices

M. Rogozia, H. T. Grahn, S. W. Teitsworth, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B, in press (15. Mai 2002).

Time distribution of the domain-boundary relocation in semiconductor superlattices

M. Rogozia, H. T. Grahn, S. W. Teitsworth, and K. H. Ploog, Physica B **314**, 427–430 (2002).

Giant resistance changes in (Al,Ga)As contact layers of GaAs/AlAs superlattice structures due to deep donors

M. Rogozia, P. Krispin, and H. T. Grahn, J. Appl. Phys. **90**, 4560–4564 (2001).

Statistics of the domain-boundary relocation time in semiconductor superlattices

M. Rogozia, S. W. Teitsworth, H. T. Grahn, and K. H. Ploog, Phys. Rev. B **64**, 041 308(R) (2001).

Current self-oscillations with discrete frequencies in weakly coupled semiconductor superlattices

M. Rogozia, H. T. Grahn, and R. Hey, in *Proceed. of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by N. Miura and T. Ando (Springer, Berlin, 2001), 853–854.

Photocurrent self-oscillations in weakly coupled, type-II GaAs/AlAs superlattices embedded in p-i-n and n-i-n diodes

N. Ohtani, M. Rogozia, C. Domoto, T. Nishimura, and H. T. Grahn, in *Proceed. of the 25th International Conference on the Physics of Semiconductors*, edited by N. Miura and T. Ando (Springer, Berlin, 2001), 839–840.

Escape time model for the frequency of current self-oscillations in weakly coupled superlattices

M. Rogozia and H. T. Grahn, Appl. Phys. A **73**, 459–462 (2001).

Controllable bifurcation processes in undoped, photoexcited GaAs/AlAs superlattices

K. J. Luo, S. W. Teitsworth, M. Rogozia, H. T. Grahn, L. L. Bonilla, J. Galán, and N. Ohtani, in *Proceedings of the 5th Experimental Chaos Conference*, edited by M. Ding, W. L. Ditto, L. M. Pecora, and M. L. Spano (World Scientific, Singapore, 2001), 37–43.

Tunable GHz oscillations in weakly coupled GaAs/AlAs superlattices

M. Rogozia, R. Hey, H. Kostial, and H. T. Grahn, in *Proceedings of the 26th International Symposium on Compound Semiconductors*, edited by K. H. Ploog, G. Tränkle, and G. Weimann, Inst. Phys. Conf. Ser. No. 166 (IOP, Bristol, 2000), 147–150.

Lebenslauf

Marco Rogozia

Geboren in Bernau bei Berlin

14.September 1973

Abitur

27.Juni 1992

Gauß-Gymnasium Frankfurt/Oder

Wehrersatzdienst

1.Juli 1992 – 30.September 1993

Werkstätten für Behinderte Lobetal

Studium der Physik

1.Oktober 1993 – 30.September 1998

Vordiplom Physik

27.September 1995

Humboldt-Universität zu Berlin

Diplomprüfung Physik

29.September 1998

Humboldt-Universität zu Berlin

Diplomthema: *Aufbau und Anwendung der
Metastable Deexcitation Spectroscopy
zur Untersuchung von Adsorbaten auf Ru(0001)*

Doktorand

1.Januar 1999 – 31.Dezember 2001

Paul-Drude-Institut für Festkörperelektronik Berlin

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt zu haben.

Ich habe mich anderwärts nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze einen entsprechenden Doktorgrad nicht.

Ich erkläre die Kenntnisnahme der dem Verfahren zugrunde liegenden Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin.

Marco Rogozia
Berlin, d. 10. Dezember 2001